

Milocco, Andrea

**Ein flexibles, semi-empirisches Verbrennungsmodell
für unterschiedliche ottomotorische Brennverfahren**

URL: <http://www.digibib.tu-bs.de/?docid=00021007>

HINWEIS:

Dieser elektronische Text wird hier nicht in der offiziellen Form wiedergegeben, in der er in der Originalversion erschienen ist. Es gibt keine inhaltlichen Unterschiede zwischen den beiden Erscheinungsformen des Aufsatzes; es kann aber Unterschiede in den Zeilen- und Seitenumbrüchen geben.

Ein flexibles, semi-empirisches Verbrennungsmodell für unterschiedliche ottomotorische Brennverfahren

Von der Fakultät für Maschinenbau
der Technischen Universität Carolo-Wilhelmina zu Braunschweig

zur Erlangung der Würde

eines Doktor-Ingenieurs (Dr.-Ing.)

genehmigte Dissertation

von: Andrea Milocco

aus: Genua, Italien

Referenten: Prof. Dr.-Ing. E. Müller

Prof. Dr.-Ing. W. Thiemann

eingereicht am: 21.9.2006

mündliche Prüfung am: 26.2.2007

22-4-2007

*A Lucia,
che porta negli occhi
i colori del cielo*

Vorwort

Diese Arbeit entstand in Rahmen meiner Tätigkeit als Doktorand bei der Konzernforschung der Volkswagen AG in der Abteilung Antriebe Ottomotoren in den Jahren 2002-2005.

Für die Übernahme des Hauptreferates und für die Förderung und Betreuung dieser Arbeit danke ich herzlich meinem Betreuer, Herrn. Prof. Dr.-Ing. Eckart Müller.

Ebenso danke ich Herrn Prof. Dr.-Ing. Wolfgang Thiemann für sein Interesse und für die Übernahme des Korreferates.

Mein recht herzlicher Dank geht an Herrn Dr.-Ing. Peter-Wolfgang Manz, der meine Arbeit von Seiten der Volkswagen AG betreut hat. Mit seinem Wissen war er immer ein wertvoller Referenzpunkt für fachliche Themen und hat mich vor allem bei der schwierigen, schriftlichen Erarbeitung dieser Dissertation in der deutschen Sprache unterstützt und angetrieben.

Herrn Dr.-Ing. Kai-Nicolas Jippa und Herrn Dipl.-Ing. Marc Daniel möchte ich dafür danken, mit ihrer Hilfsbereitschaft und Kompetenz an einer kollegialen und konstruktiven Zusammenarbeit beigetragen zu haben.

Bei den Mitarbeitern der Werkstatt und des Elektroniklabors des Instituts für Verbrennungskraftmaschinen der TU Braunschweig möchte ich mich für ihre Unterstützung bei der experimentellen Untersuchungen bedanken.

Ingolstadt, im März 2007

Andrea Milocco

Kurzfassung

Den Motorenentwicklern werden immer strengere Anforderungen nach einer Absenkung des Kraftstoffverbrauchs und der Schadstoffemissionen durch den Gesetzgeber auferlegt. Die rechnerische Simulation stellt bei dieser Aufgabe ein leistungsstarkes Werkzeug dar, da viele Fragestellungen bereits am Anfang der Entwicklungsphase beantwortet werden können, und der Umfang der zeit- und kostenaufwendigen Prüfstandsversuche reduziert werden kann.

Die Modellierung der Verbrennung ist äußerst schwierig, da die physikalischen Phänomene, die den Verbrennungsprozess regeln, sehr komplex und nur teilweise bekannt sind. In der Literatur sind verschiedene Verbrennungsmodelle zu finden, die sich voneinander nach dem Grad ihrer Komplexität stark voneinander unterscheiden. Während die einfacheren, empirischen Modelle nur unter bestimmten Randbedingungen eine akzeptable Nachbildungsqualität erreichen, benötigen die komplexeren Modelle eine nicht vernachlässigbare Rechenzeit, wodurch sie für schnelle Anwendungen weniger geeignet sind.

In dieser Arbeit wird ein Ansatz entwickelt, mit dem eine realistische und trotzdem nicht rechenzeitintensive Verbrennungsmodellierung möglich ist. Das hier beschriebene Verbrennungsmodell ist in der Lage, den Brennverlauf unterschiedlicher ottomotorischer Brennverfahren mit innerer Gemischbildung für unterschiedliche Betriebsbedingungen mit guter Genauigkeit zu modellieren. Dabei wurden neben dem Homogen- und Homogen-Mager-Betrieb auch der Schichtbetrieb sowie der Betrieb mit externer Abgasrückführung berücksichtigt.

Ein wichtiger zusätzlicher Aspekt ist die Prognosefähigkeit der Brennverlaufrechnung bei unterschiedlichen Betriebsbedingungen des Motors. Das Modell ist außerdem auf andere Motoren übertragbar, von denen lediglich die Messung eines Referenzbetriebspunktes benötigt wird.

Die überschaubare Komplexität des Modells ermöglicht geringe Rechenzeiten und zeichnet es für den Einsatz innerhalb einer eindimensionalen Prozessrechnung des gesamten Motors aus.

Summary

The conditions for engine developers to reduce fuel consumption and pollutant emissions defined by legislation are becoming continuously harder. Numerical simulation represents a potent tool for this task, because with its help many questions can be answered during the first phases of the project, and the expensive and time consuming test cell experiments can be reduced.

Due to the high level of complexity of the combustion process, the accurate modelling of the combustion represents the biggest challenge for the simulation of the entire engine. Several models describing the combustion process can be found in literature which differ from each other by the degree of their complexity. The empirical models achieve an acceptable accuracy under certain boundary conditions. The more complex models require a lot more time to compute and for this reason they are not suitable for fast applications.

The approach developed in this work allows an accurate yet non time consuming combustion simulation. This combustion model is able to calculate with good accuracy the burn rate of different engine types with direct injection and different operating conditions. The operation with stratified charge, homogeneous lean charge and exhaust gas recirculation has been considered, along with the homogeneous stoichiometric charge operation.

Another important aspect is the capability of predicting the burn rate for different engine operating conditions. The model can also be transferred to other engines easily by measuring only one operating point.

The relative simplicity of the model allows a short computation time, because the application of the model is focused on 1-D simulation of the entire engine.

Inhaltsverzeichnis

Vorwort	V
Kurzfassung.....	VI
Summary	VII
Inhaltsverzeichnis.....	VIII
1. Einleitung und Zielsetzung	1
2. Grundlagen zur Motorthermodynamik	3
3. Stand der Technik	7
3.1. Grundlagen zur ottomotorischen Verbrennung.....	7
3.1.1. Chemie der Verbrennungsreaktion.....	7
3.1.2. Physik der Verbrennungsreaktion	9
3.1.3. Verbrennung im realen Motor.....	13
3.2. Kenntnisstand über Verbrennungsmodelle	22
3.2.1. Nulldimensionale empirische Modelle.....	22
3.2.2. Phänomenologische Modelle	34
3.2.3. Numerische Methoden (CFD).....	35
3.2.4. Multidimensionale Modelle	37
4. Versuchsaufbau	39
4.1. Versuchsträger.....	39
4.2. Motorprüfstand.....	41
4.3. Indiziersystem	42
5. Neue Modellansätze zur Brennverlaufsrechnung	44
5.1. Einzel-Wiebe-Ansatz mit variablem Formparameter	44
5.2. Einzel-Wiebe-Ansatz mit korrigierter Brenndauer	47
5.2.1. Mathematische Formulierung des Modells	50
5.2.2. Beispielanwendungen.....	59

6. Erweiterung des Modells für Brennverlaufsrechnungen	63
6.1. Variation der Betriebsparameter im Homogenbetrieb	
mit innerer Gemischbildung.....	63
6.1.1. Variation des Zündzeitpunktes	63
6.1.2. Variation des Luftverhältnisses	68
6.1.3. Variation des Restgasanteils.....	69
6.1.4. Variation der Drehzahl	71
6.1.5. Variation des Luftliefergrades.....	72
6.1.6. Variation der Position der Ladungsbewegungsklappe	73
6.2. Variation der Betriebsparameter im Schichtbetrieb	
mit innerer Gemischbildung.....	75
6.2.1. Variation des Zündzeitpunktes	75
6.2.2. Variation des Einspritzbeginns.....	77
6.2.3. Variation des Luftverhältnisses	79
6.2.4. Variation des Restgasanteils.....	80
6.2.5. Variation der Drehzahl	82
6.2.6. Variation des Luftliefergrades.....	83
6.3. Mathematische Formulierung der Kennfeldabhängigkeiten	85
7. Verifikation des Modells.....	88
7.1. Verifikation der Verbrennungsprognose im Homogenbetrieb	
mit innerer Gemischbildung.....	89
7.2. Verifikation der Verbrennungsprognose im Schichtbetrieb	
mit innerer Gemischbildung.....	97
7.3. Verifikation der Verbrennungsprognose bei einem Motor mit äußerer Gemischbildung	105
8. Zusammenfassung	108
Abkürzungen	110
Formelzeichen und Indizes	111
Literaturverzeichnis.....	115

A. Anhang	120
A.1. Verfahren zur Bestimmung der Parameter des Ersatzbrennverlaufes	120
A.1.1. Teilverbrennung I	120
A.1.2. Teilverbrennung III	123
A.1.3. Teilverbrennung II	125
A.2. Bestimmung der Ausgleichspolynome	128
A.3. Polynome der Korrekturfunktionen	129
A.3.1 Homogenbetrieb	130
A.3.2 Schichtbetrieb	133

1. Einleitung und Zielsetzung

Die ständigen Bestrebungen nach einer Verkürzung der Entwicklungszeiten neuer Motoren und die steigenden Anforderungen durch den Gesetzgeber nach einer Verbrauchsabsenkung sowie einer Verbesserung der Abgasqualität hat die Arbeit der Motorenentwickler deutlich schwieriger gemacht. Hierbei spielt die rechnerische Simulation eine immer wichtiger werdende Rolle, da zahlreiche Fragestellungen während der ersten Projektphase mit deren Hilfe sehr schnell beantwortet werden können. Es ist also erklärtes Ziel, Zeitbedarf und Kosten während des Entwicklungsprozesses zu verringern und zumindest teilweise die zeit- und kostenintensiven Prüfstandsversuche durch Berechnungen zu ersetzen. Die rechnerische Simulation stellt somit in diesem Sinne ein leistungsfähiges, flexibles und kostensparendes Werkzeug dar, dessen Entwicklung ständig vorangetrieben werden muss.

Im Rahmen der Simulation des kompletten Motors stellt die realistische Modellierung der Verbrennung, aufgrund der Komplexität des Verbrennungsprozesses, die größte Herausforderung dar. Eine detaillierte Kenntnis der Prozesse, die in der Flammenfront und innerhalb der Flamme stattfinden, ist noch nicht in ausreichendem Umfang vorhanden, das heißt, in den meisten Fällen sind einer Modellierung der prognostizierten Energieumsetzung im Motorbrennraum relativ enge Grenzen gesetzt. Da der Verbrennungsprozess sowohl das Motorverhalten als auch die Abgasqualität unmittelbar beeinflusst, ist aber eine möglichst genaue Modellierung des Verbrennungsvorgangs unbedingt erforderlich.

Bei Betrachtung und Evaluierung von Verbrennungsmodellen muss nicht nur die Abbildungsqualität, sondern auch die benötigte Rechenzeit berücksichtigt werden. Schnelle Antwortzeiten ermöglichen umfangreichere Berechnungen und damit eine detaillierte Untersuchung bestehender Fragestellungen, in diesem Fall z. B. eine schnellere Berechnung für das gesamte Betriebskennfeld des Motors, die der Verkürzung des Entwicklungsprozesses dienen kann. Die Tatsache, dass das Verbrennungsmodell nur ein Element in der Simulationskette darstellt, ist ein weiteres Argument dafür, dass die Rechenzeit in einem vertretbaren Rahmen bleiben muss.

Da die Verbrennungssimulation eine tragende Säule der Motorprozesssimulation darstellt, soll in dieser Arbeit ein Ansatz entwickelt werden, mit dem eine realistische und trotzdem nicht rechenzeitintensive Verbrennungsmodellierung möglich ist.

1. Einleitung und Zielsetzung

Hierbei soll dem Charakter neuer ottomotorischer Brennverfahren ebenso Rechnung getragen werden wie auch dem klassischen Ottomotor mit äußerer Gemischbildung. Berücksichtigt werden sollen unter anderem Direkteinspritzung, Magerbetrieb, Abgasrückführung und variable Steuerzeiten. Ein wichtiger zusätzlicher Aspekt ist die Prognosefähigkeit bei unterschiedlichen Betriebsbedingungen des Motors.

Die Genauigkeit der Modellprognose muss vor allem innerhalb des testrelevanten Kennfeldbereiches (niedrige Last und Drehzahl) akkurat sein. Dieses Kennfeld hat nämlich die größte Relevanz in Bezug auf das Lastkollektiv der heutigen Serienmotoren.

- Optimierung der Motorparameter im Hinblick auf Verbrauchs- und Emissionsabsenkung sowie Leistungs- bzw. Drehmomentcharakteristik
- Simulation des Motorverhaltens im instationären Betrieb
- Auslegung von Ladungswechselbauteilen (Einlass- Auslassstrecke, Aufladeaggregat)

Die Energiebilanz für den Brennraum in allgemeiner Form lautet:

$$\frac{dU_g}{d\phi} = \frac{dQ}{d\phi} + \frac{dW}{d\phi} + h_g \frac{dm}{d\phi} \quad (2-1)$$

2. Grundlagen zur Motorthermodynamik

Die gesamte innere Energie U_g kann als Summe des thermischen sowie des im Kraftstoff chemisch gebundenen Anteils betrachtet werden:

$$U_g = U_t + U_c \quad (2-2)$$

Für die Ableitung nach dem Kurbelwinkel gilt:

$$\frac{dU_g}{d\phi} = \frac{dU_t}{d\phi} + \frac{dU_c}{d\phi} \quad (2-3)$$

Wird die Gleichung (2-3) in die Energiebilanz (Gleichung (2-1)) eingefügt, folgt:

$$\frac{dU_t}{d\phi} = -\frac{dU_c}{d\phi} + \frac{dQ}{d\phi} + \frac{dW}{d\phi} + h_g \cdot \frac{dm}{d\phi} \quad (2-4)$$

Auf die Masse bezogen gilt:

$$U_t = m \cdot u_t \quad (2-5)$$

$$\frac{dU_t}{d\phi} = \frac{dm}{d\phi} \cdot u_t + m \cdot \frac{du_t}{d\phi} \quad (2-6)$$

$$u_t = u_t(T, \lambda, p) \quad (2-7)$$

$$\frac{du_t}{d\phi} = \frac{\partial u_t}{\partial T} \cdot \frac{dT}{d\phi} + \frac{\partial u_t}{\partial \lambda} \cdot \frac{d\lambda}{d\phi} + \frac{\partial u_t}{\partial p} \cdot \frac{dp}{d\phi} \approx 0 \quad (2-8)$$

Die Druckabhängigkeit der spezifischen thermischen inneren Energie ist so gering, dass sie vernachlässigt werden kann [2].

Weiterhin gilt für die spezifische Wärmekapazität:

$$\frac{\partial u_t}{\partial T} = c_v \quad (2-9)$$

Unter Verwendung von Gleichung (2-8) und (2-9) lautet der Gradient der inneren Energie:

$$\frac{dU_t}{d\phi} = \frac{dm}{d\phi} \cdot u_t + m \cdot c_v \cdot \frac{dT}{d\phi} + m \cdot \frac{\partial u_t}{\partial \lambda} \cdot \frac{d\lambda}{d\phi} \quad (2-10)$$

Der Gradient der inneren Energie wird in expliziter Form in die Energiebilanz eingefügt:

$$\frac{dm}{d\phi} \cdot u_t + m \cdot c_v \cdot \frac{dT}{d\phi} + m \cdot \frac{\partial u_t}{\partial \lambda} \cdot \frac{d\lambda}{d\phi} = -\frac{dU_c}{d\phi} + \frac{dQ}{d\phi} + \frac{dW}{d\phi} + h_g \cdot \frac{dm}{d\phi} \quad (2-11)$$

Gleichung (2-11) wird wie folgt umgeformt:

$$\frac{dT}{d\phi} = \frac{1}{m \cdot c_v} \left[-\frac{dU_c}{d\phi} + \frac{dQ}{d\phi} + \frac{dW}{d\phi} + (h_g - u_t) \cdot \frac{dm}{d\phi} - m \cdot \frac{\partial u_t}{\partial \lambda} \cdot \frac{d\lambda}{d\phi} \right] \quad (2-12)$$

2. Grundlagen zur Motorthermodynamik

Der chemische Anteil der inneren Energie ist definiert als

$$U_c = H_u \cdot m_K \cdot (1 - x_v), \quad (2-13)$$

wobei die verbrannte Fraktion x_v Funktion sowohl des Kurbelwinkels als auch der Betriebsparameter ist:

$$x_v = x_v(\varphi, p, T, V, x_{RG}, \lambda, n, \lambda_L, \dots) \quad (2-14)$$

Für die Ableitung nach dem Kurbelwinkel gilt:

$$\frac{dU_c}{d\varphi} = -H_u \cdot m_K \cdot \frac{dx_v}{d\varphi} \quad (2-15)$$

Der Ansatz für den Wärmestrom nach dem Newton'schen Gesetz lautet:

$$\frac{dQ}{dt} = \alpha \cdot A \cdot (T - T_W) \quad (2-16)$$

Nach Umformung auf den Kurbelwinkel gilt:

$$\frac{dQ}{dt} = \frac{dQ}{d\varphi} \cdot \frac{d\varphi}{dt} = \omega \cdot \frac{dQ}{d\varphi} \quad (2-17)$$

$$\frac{dQ}{d\varphi} = \frac{\alpha}{\omega} \cdot A \cdot (T - T_W) \quad (2-18)$$

Neben der Bestimmung der mittleren Brennraumwandtemperatur T_W muss für den Wärmeübergangskoeffizienten ein Ansatz gefunden werden. Im Rahmen dieser Arbeit wurde der Ansatz nach Woschni [3] benutzt.

Der Term für die mechanische Arbeit lautet:

$$\frac{dW}{d\varphi} = -p \cdot \frac{dV}{d\varphi} \quad (2-19)$$

Werden die Gleichungen (2-15), (2-18) und (2-19) in die Gleichung (2-12) eingesetzt, ergibt sich die Energiebilanz für die Arbeitsprozessrechnung:

$$\frac{dT}{d\varphi} = \frac{1}{m \cdot c_v} \left[m_K \cdot H_u \cdot \frac{dx_v}{d\varphi} + \frac{\alpha \cdot A}{\omega} \cdot (T_W - T) - p \cdot \frac{dV}{d\varphi} + (h_g - u_t) \cdot \frac{dm}{d\varphi} - m \cdot \frac{\partial u_t}{\partial \lambda} \cdot \frac{d\lambda}{d\varphi} \right] \quad (2-20)$$

2. Grundlagen zur Motorthermodynamik

In Gleichung (2-20) tritt die Ableitung der verbrannten Fraktion $dx_V/d\phi$ auf, deren Kenntnis Voraussetzung für die Arbeitsprozessrechnung ist. Es wird also ein Verbrennungsmodell benötigt, das den Brennverlauf möglichst realistisch für die zu betrachtenden Betriebsbedingungen wiedergibt. Die Entwicklung eines solchen Modells ist erklärtes Ziel der hier vorliegenden Arbeit.

Die Zylinderdruckindizierung und die nachfolgende thermodynamische Analyse der gemessenen Zylinderdruckverläufe sind unabdingbar bei der Entwicklung eines Verbrennungsmodells, weil dies nur auf Basis eines ausreichenden Umfangs experimenteller Daten durchgeführt werden kann. Diese Analyse basiert wieder auf der Energiebilanz.

Für die Berechnung der Energieumsetzung wird Gleichung (2-20) der Energiebilanz wie folgt umgeformt:

$$\frac{dx_V}{d\phi} = \frac{1}{H_u \cdot m_K} \cdot \left[m \cdot c_V \cdot \frac{dT}{d\phi} + \frac{\alpha}{\omega} \cdot A \cdot (T - T_W) + p \cdot \frac{dV}{d\phi} - (h - u_t) \cdot \frac{dm}{d\phi} + m \cdot \frac{\partial u_t}{\partial \lambda} \cdot \frac{d\lambda}{d\phi} \right] \quad (2-21)$$

Der Temperaturgradient in Gleichung (2-21) kann durch Differentiation der Zustandsgleichung für ideale Gase abgeleitet werden. Aus

$$p \cdot V = m \cdot R \cdot T \quad (2-22)$$

folgt:

$$\frac{dp}{d\phi} \cdot V + p \cdot \frac{dV}{d\phi} = \frac{dm}{d\phi} \cdot R \cdot T + m \cdot \frac{dR}{d\phi} \cdot T + m \cdot R \cdot \frac{dT}{d\phi} \quad (2-23)$$

Nach Umformung kann der Temperaturgradient wie folgt geschrieben werden:

$$\frac{dT}{d\phi} = \frac{1}{m \cdot R} \cdot \left(\frac{dp}{d\phi} \cdot V + p \cdot \frac{dV}{d\phi} - \frac{dm}{d\phi} \cdot R \cdot T - m \cdot \frac{dR}{d\phi} \cdot T \right) \quad (2-24)$$

Wird der Temperaturgradient aus Gleichung (2-24) in die Energiebilanz (Gleichung (2-21)) eingesetzt, sind alle Größen für die Lösung der Differentialgleichung bekannt.

Weiterführende Betrachtungen sind nicht Gegenstand dieser Arbeit, können aber der Literatur [2], [4], [5] entnommen werden.

3. Stand der Technik

3.1. Grundlagen zur ottomotorischen Verbrennung

Die idealisierte ottomotorische Verbrennung findet unter vorgemischten, turbulenten Bedingungen statt. Die Ladung besteht aus einem homogenen Kraftstoff-Luft-Gemisch und der Kraftstoff ist zum ZZZP vollkommen verdampft. Das Gemisch wird von einer elektrischen Entladung an der Zündkerze entflammt. Die Verbrennung läuft per Flammenfrontausbreitung innerhalb einer turbulenten Ladungsbewegung ab. Die turbulenten Prozesse sind durch die schnelle Fluktuation von Geschwindigkeit, Dichte, Temperatur und Zusammensetzung charakterisiert. Die Flammenausbreitung ist die Überlagerung von Flammenfortpflanzung und molekularen Mischungsprozessen.

3.1.1. Chemie der Verbrennungsreaktion

Selbst der Verbrennung von Kohlenwasserstoffen mit einfachen Strukturen liegen schon sehr umfangreiche Reaktionsmechanismen zugrunde. Zur Beschreibung der Verbrennung der Einzelkomponente Wasserstoff werden immerhin fast 40 Elementarreaktionen benötigt [6]. Bei der Verbrennung von komplexen Kohlenwasserstoffen sind die Reaktionsmechanismen erheblich umfangreicher. Außerdem verbrennen in den Motoren keine Monokomponenten-Kraftstoffe, sondern Kraftstoffe, die aus den verschiedensten Kohlenwasserstoffen mit unterschiedlicher Molekularstruktur bestehen. Das Wechselspiel dieser Elementarreaktionen beeinflusst den gesamten Verbrennungsvorgang, aber selbst bei großen Reaktionsmechanismen beeinflussen nur wenige Elementarreaktionen die Gesamtgeschwindigkeit. Bei realen Kraftstoffen ist eine kaum überschaubare Anzahl an Elementarreaktionen beteiligt, die in der Praxis meist mit Hilfe von weniger umfangreichen Systemen abgebildet werden.

Geschwindigkeitsbestimmende Reaktionen

Nicht alle Elementarreaktionen beeinflussen in gleichen Maß die Ablaufgeschwindigkeit der gesamten Reaktion. Es gibt einige Reaktionen, bei denen eine Änderung der Geschwindigkeitskoeffizienten k einen sehr großen Einfluss auf das Verhalten des Systems hat, während bei anderen das Ergebnis kaum beeinflusst wird [6]. Mit Hilfe einer Empfindlichkeitsanalyse können die geschwindigkeitsbestimmenden Reaktionen identifiziert werden.

Z. B. bei der Verbrennung eines stöchiometrischen Gemischs von einfachen Kohlenwasserstoffen (CH_4 , C_2H_6) wird die Flammengeschwindigkeit s_L von nur wenigen Elementarreaktionen bestimmt (Abbildung 3.1). Da das Bild für unterschiedliche Systeme

3. Stand der Technik

qualitativ gleich aussieht, ist anzunehmen, dass bei der Verbrennung von Kohlenwasserstoffen dieselben Elementarreaktionen geschwindigkeitsbestimmend sind.

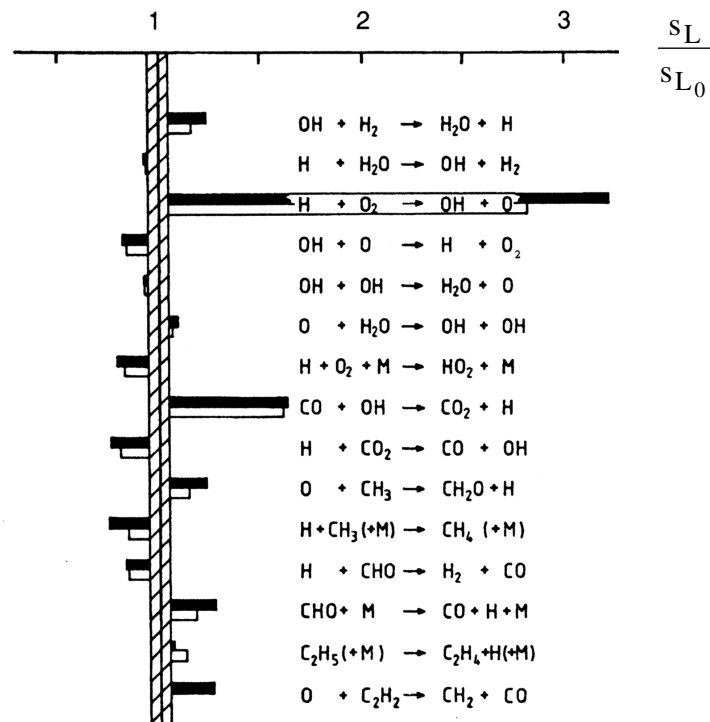


Abbildung 3.1: Einfluss einer Erhöhung der einzelnen Reaktionskoeffizienten um Faktor 5 auf die berechnete Flammengeschwindigkeit in vorgemischten stöchiometrischen CH_4 - (schwarz) und C_2H_6 -Luft-Flammen (weiss) bei $p = 1$ bar, $T_u = 298$ K [7]

Fluss der Verbrennungsreaktion

Bei einer Reaktionsflussanalyse wird betrachtet, welcher Prozentsatz eines Stoffes in welcher Elementarreaktion während der Verbrennung gebildet oder verbraucht wird. Dabei wird über die ganze Reaktionszeit integriert. In Abbildung 3.2 sind die integralen Reaktionsflussanalysen eines fetten und eines stöchiometrischen Methan-Luft-Gemisches dargestellt. Je nach Luftverhältnis werden unterschiedliche Reaktionspfade eingeschlagen. Beim stöchiometrischen Gemisch (links) wird ein Großteil der Methanmasse direkt oxidiert, während sich beim fetten Gemisch Methyl-Radikale (CH_3) zu Ethan (C_2H_6) rekombinieren, welches dann oxidiert wird [6].

3. Stand der Technik

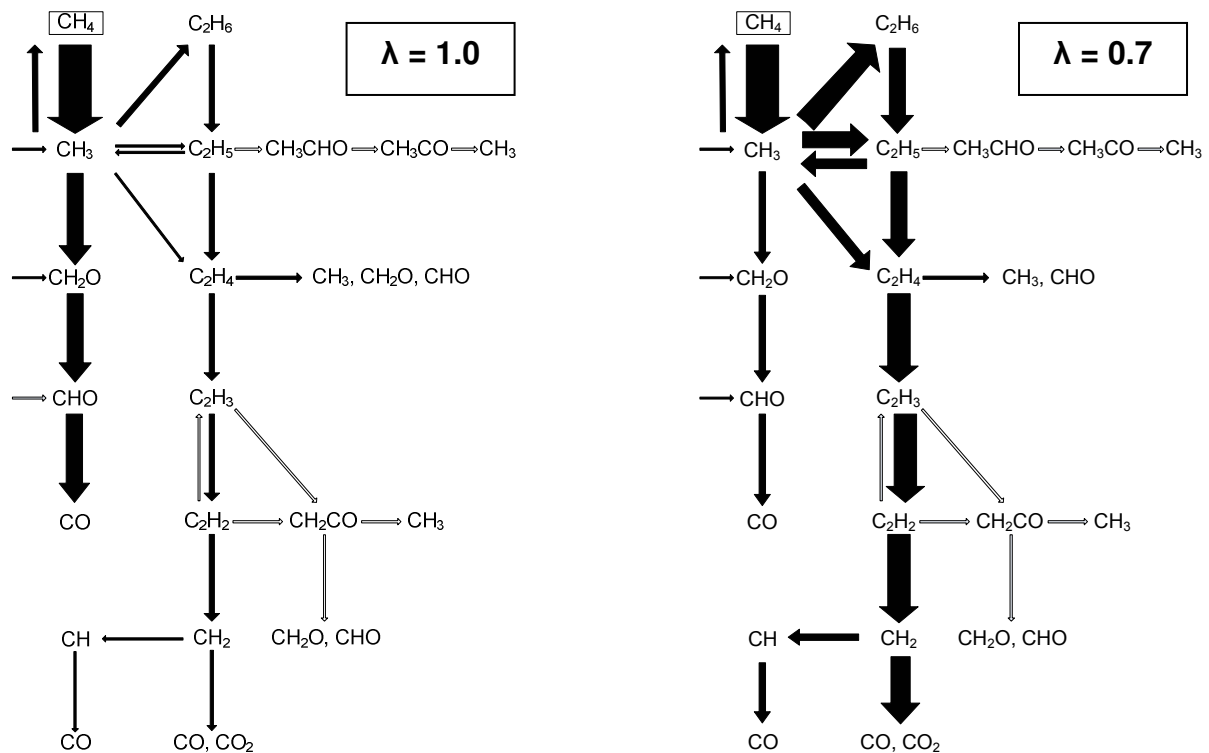


Abbildung 3.2: Integrative Reaktionsflussanalyse in einer vorgemischten stöchiometrischen (links) bzw. fetten (rechts) CH_4 -Luft-Flamme bei $p = 1 \text{ bar}$, $T_u = 298 \text{ K}$ [7]

3.1.2. Physik der Verbrennungsreaktion

Nach der Zündung wird ein Flammenkern erzeugt, dessen Durchmesser in der Größenordnung von ca. 1 mm liegt [8]. Ein Grossteil der exothermen Reaktionen findet innerhalb dieser Flammenfront (FF) statt. Häufig geht man von der Vorstellung aus, dass die Flammenfront sich kugelförmig ausbreitet (Abbildung 3.3), und dass die Flammenfrontdicke und Flammenfrontkrümmung vernachlässigbar sind [9],[18].

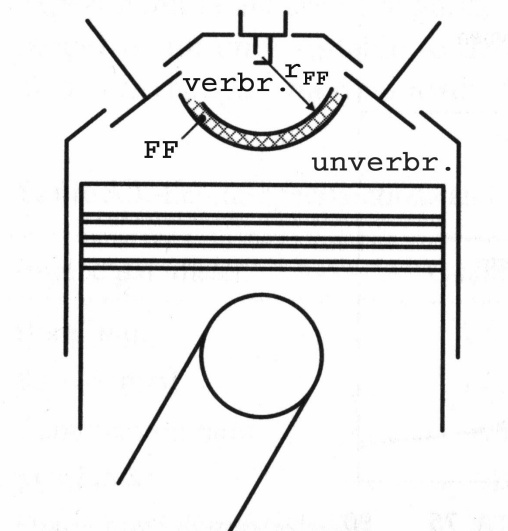


Abbildung 3.3: Idealierte kugelförmige Flammenausbreitung, schematisch [18]

3. Stand der Technik

Laminare Flammenausbreitung

Als laminare Flammengeschwindigkeit s_L wird die Ausbreitungsgeschwindigkeit einer dünnen vorgemischten Flammenfront in ein ruhendes Brennstoff-Luft-Gemisch bezeichnet. Sie wird sowohl von den reaktionskinetischen Vorgängen als auch von den Wärmeleitungsprozessen und Diffusionsprozessen bestimmt,

$$s_L = s_{L,0} \cdot \left(\frac{T_u}{T_0} \right)^\alpha \cdot \left(\frac{p}{p_0} \right)^\beta \cdot (1 - 2.1 \cdot x_{RG}) \quad [10] \quad (3-1)$$

wobei das Präfix 0 die Referenzbedingungen ($T_0 = 298\text{K}$, $p_0 = 1.013\text{ bar}$) und x_{RG} den Massenbruch des Restgasanteils kennzeichnet.

Die Flammengeschwindigkeit unter atmosphärischen Bedingungen $s_{L,0}$ ist brennstoffabhängig.

$$s_{L,0} = B_m + B_\lambda \cdot \left(\frac{1}{\lambda} - \frac{1}{\lambda_m} \right)^2 \quad [13] \quad (3-2)$$

Die Koeffizienten $s_{L,0}$, λ_m , B_m und B_λ sind experimentell ermittelt worden.

Brennstoff	λ_m	B_m [cm/s]	B_λ [cm/s]
Methan	0.9	36.9	-140.5
Propan	0.93	34.2	-138.7
Iso-Oktan	0.88	26.3	-84.7
Benzin	0.83	30.5	-54.9

Tabelle 3.1: Koeffizienten zur Bestimmung der laminaren Flammengeschwindigkeit [13]

Die laminare Flammengeschwindigkeit erreicht für alle betrachteten Brennstoffe ein Maximum bei fettem Gemisch [11], [12], [13]. Es ist zu bemerken, dass unterschiedliche Kraftstoffe unterschiedliche Empfindlichkeit der laminaren Flammengeschwindigkeit gegenüber einer Luftverhältnis-Variation besitzen.

Die Exponenten α und β sind vom Luftverhältnis stark abhängig und weitgehend brennstoffunabhängig [10].

$$\alpha = 2.18 - 0.8 \cdot \left(\frac{1}{\lambda} - 1 \right) \quad (3-3)$$

$$\beta = -0.16 + 0.22 \cdot \left(\frac{1}{\lambda} - 1 \right) \quad (3-4)$$

3. Stand der Technik

Der Verlauf der laminaren Flammengeschwindigkeit bei unterschiedlichen Bedingungen ist in Abbildung 3.4 dargestellt. Die Flammengeschwindigkeit steigt etwa quadratisch mit der Anfangstemperatur an, während sie zu höherem Druck leicht abnimmt.

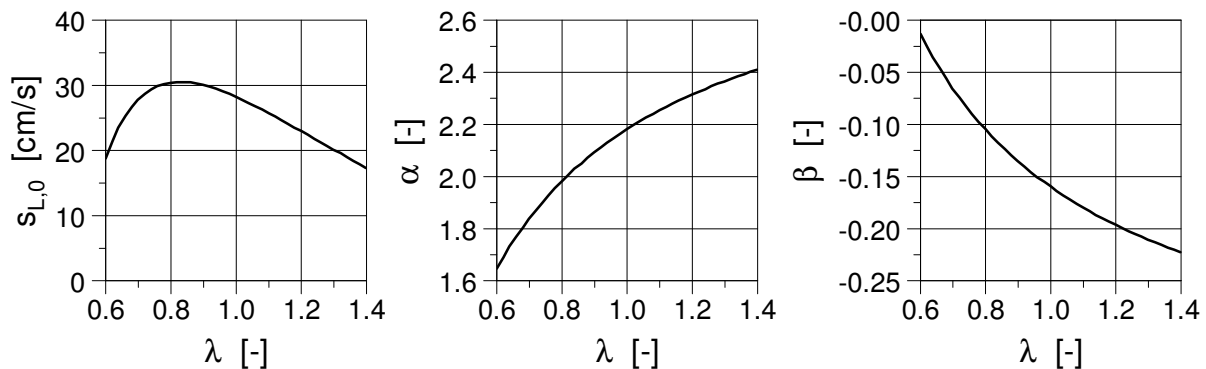


Abbildung 3.4: Verlauf von $s_{L,0}$ und den Exponenten α und β für Benzinkraftstoff in Abhängigkeit vom Kraftstoff-Luft-Verhältnis nach Tabelle 3.1

Bei einem mageren Gemisch ist die Abhängigkeit der laminaren Flammengeschwindigkeit von Temperatur und Druck stärker als bei einem fetten Gemisch. Spätestens bei $\lambda = 1.6$ wird die Zündgrenze erreicht. Bei niedriger Anfangstemperatur und hohem Anfangsdruck tritt dies bei weniger magerem Luftverhältnis auf.

Der Einfluss des Restgasanteils auf die laminare Flammengeschwindigkeit stellt sich nahezu unabhängig vom Luftverhältnis immer in gleicher Weise ein. Die laminare Flammengeschwindigkeit nimmt immer mit steigendem Restgasanteil ab [12].

Turbulente Flammengeschwindigkeit

Aufgrund der turbulenten Ladungsbewegung im Brennraum wird die Flammenfront gefaltet (Abbildung 3.5).

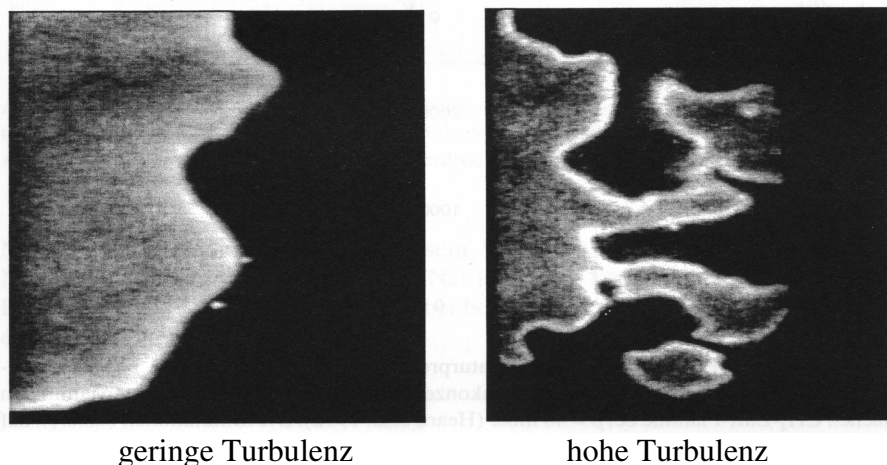


Abbildung 3.5: Zweidimensionale Laser-Lichtschnittbilder der Flammenfront [6]

Durch optische Untersuchungen mit Hilfe der Schlieren-Fotografie wurde gezeigt [14], dass sich die Flammenfront bereits unmittelbar nach der Entflammung unter turbulenten Bedingungen ausbreitet. Die reaktive Fläche der Flammenfront nimmt dadurch zu. Daraus kann man folgern, dass sich die Flammenfront lokal immer noch mit laminarer Flammengeschwindigkeit ausbreitet. Die Vergrößerung der Oberfläche durch die turbulente Flammenfaltung trägt somit effektiv zur Erhöhung der Brenngeschwindigkeit bei. Es wird dann die turbulente Flammengeschwindigkeit s_T eingeführt, wobei gilt:

$$s_L A_L = s_T A_T \quad (3-5)$$

Flammenfrontausbreitung

Die Flammenfront breitet sich näherungsweise sphärisch bis zur annähernden Berührung der Brennraumwände aus [15]. Aufgrund der großen Dichteunterschiede zwischen verbrannten und unverbrannten Gasen steigt das Volumen der verbrannten Zone schneller als der verbrannte Massenanteil während des Verbrennungsablaufes an (Abbildung 3.6). Wenn sich die Flammenfront in der Nähe der Brennraumwände befindet (verbranntes Volumen $\approx 80\%$), sind nur rund 60% der Ladungsmasse verbrannt. Ca. 40% der Ladung verbrennt demnach im wandnahen Bereich. Dieses Phänomen wurde im Rahmen der Arbeit von Müller und Obländer [16] durch Analyse der Ergebnisse aus der Flammenfotografie und aus der Auswertung des Zylinderdrucksverlaufes ermittelt.

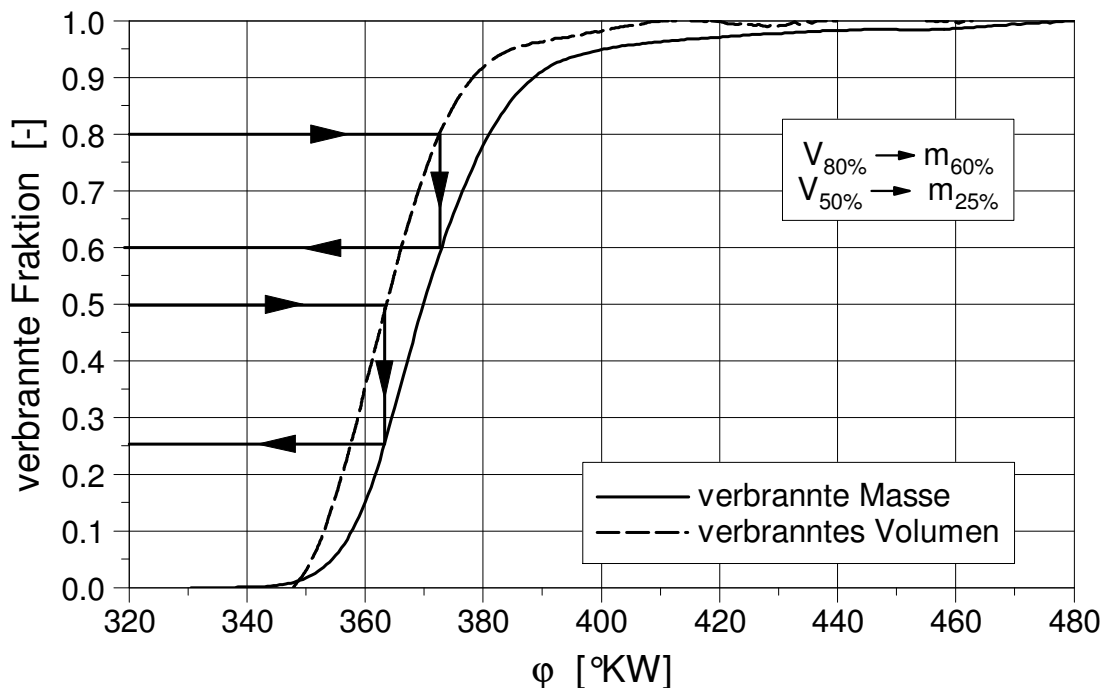


Abbildung 3.6: Verlauf der verbrannten Masse und des verbrannten Volumens

3.1.3. Verbrennung im realen Motor

Oft lässt sich nicht eindeutig zwischen vorgemischter und nicht-vorgemischter Verbrennung unterscheiden, wenn die Zeitskalen von Mischung und chemischer Reaktion von der selben Größenordnung sind. Die Unterschiede zwischen einer idealen Verbrennung, ablaufend in einem adiabaten kugelförmigen Behälter, und der realen Verbrennung in einer Kolbenmaschine sind von folgenden Faktoren abhängig.

Einfluss der Ladungsbewegung

Der Einfluss der Turbulenz auf der Flammengeschwindigkeit ist im Kap.3.1.2 betrachtet worden. Die Überlagerung von kolbenbewegungsinduzierten Strömungsvorgängen und den in den Brennraum eintretenden Wirbeln erzeugen eine Mikroturbulenz. Das ist aber nur eine Änderung der Strömungsform. Turbulenz liegt stets vor, wenn Ladungsbewegung existiert. Da diese mit der Drehzahl korreliert, ist anzunehmen, dass die Turbulenzintensität näherungsweise linear mit der Drehzahl zunimmt. Das ist der Grund dafür, dass der Ottomotor auch bei hohen Drehzahlen betrieben werden kann, denn die gesamte Verbrennung findet trotz steigender Drehzahl in einem weitgehend konstanten Kurbelwinkelsegment statt.

Da der Verbrennungsablauf von der Turbulenzintensität stark abhängig ist, ist eine detaillierte Kenntnis der Ladungsbewegung erforderlich. Das Strömungsfeld und die turbulente kinetische Energie werden mittels dreidimensionaler CFD-Simulation berechnet. Eine Berechnung des Strömungsfeldes im Einlasskanal eines Motors mit luftgeführtem Brennverfahren (Versuchsträger II, vgl. Kap.4) mit dem Simulationsprogramm VECTIS ist exemplarisch in Abbildung 3.7 dargestellt.

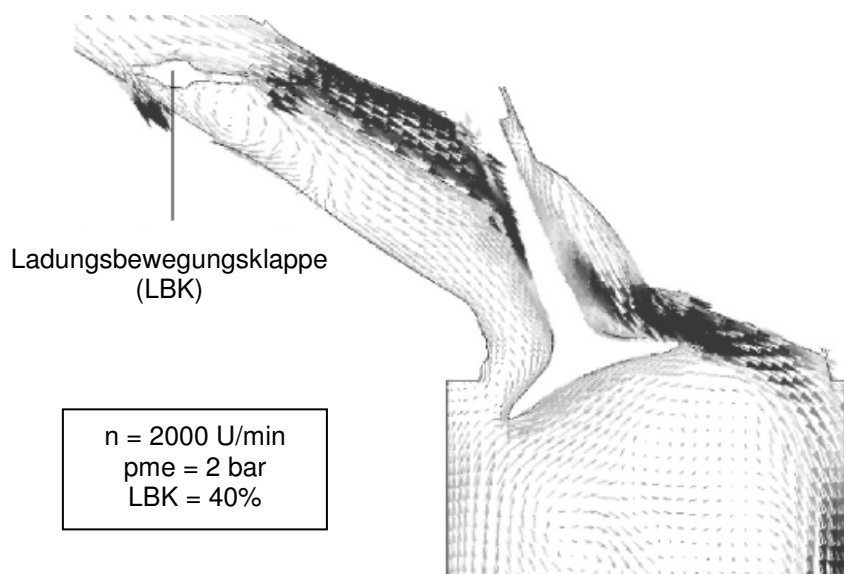


Abbildung 3.7: Beispielhafte Darstellung des Strömungsfeldes im Einlasskanal

3. Stand der Technik

Bei geschlossener Ladungsbewegungsklappe (LBK = 0%) strömt die Luft nur durch die obere Kanalhälfte. Dadurch wird während der Einlassphase eine intensive Tumble-Bewegung (großer Wirbel im Uhrzeigersinn) erzeugt. Im Homogenbetrieb wird während der Einlassphase eingespritzt. Die schnelle Ladungsbewegung und die hohe Turbulenzintensität ermöglichen eine gute Gemischbildung.

Die CFD-Berechnung des Strömungsfeldes im Brennraum des Versuchsträgers II bei einer LBK-Stellung von 40% ($n = 2000$ U/min, $p_{me} = 2$ bar) ist bei unterschiedlichen Kurbelwinkelpositionen in Abbildung 3.8 dargestellt. Der Verlauf der turbulenten kinetischen Energie k als Funktion des Kurbelwinkels für zwei unterschiedliche LBK-Stellungen geht aus Abbildung 3.9 hervor. Nach der Einlassphase ist die Strömung sehr ungerichtet (Abbildung 3.8 links). Ein Teil der kinetischen Energie der Ladungsbewegung wird aufgrund der fluidodynamischen Verluste dissipiert. Als erstes werden die kleinen Wirbelstrukturen dissipiert. Nur die großen Strukturen, z. B. der Haupt-Tumble, bleiben im wesentlichen erhalten (Abbildung 3.8 Mitte) [1]. Kurz vor ZOT zerfällt der Tumble selbst in deutlich kleinere Turbulenzstrukturen (Abbildung 3.8 rechts), damit kann die Zunahme der turbulenten kinetischen Energie k bei $\varphi = \text{ca. } 320^\circ \text{KW}$ in Abbildung 3.9 erklärt werden. In der Nähe des ZOT's wird der Brennraum immer flacher und ein Teil der turbulenten kinetischen Energie wird weitgehend dissipiert.

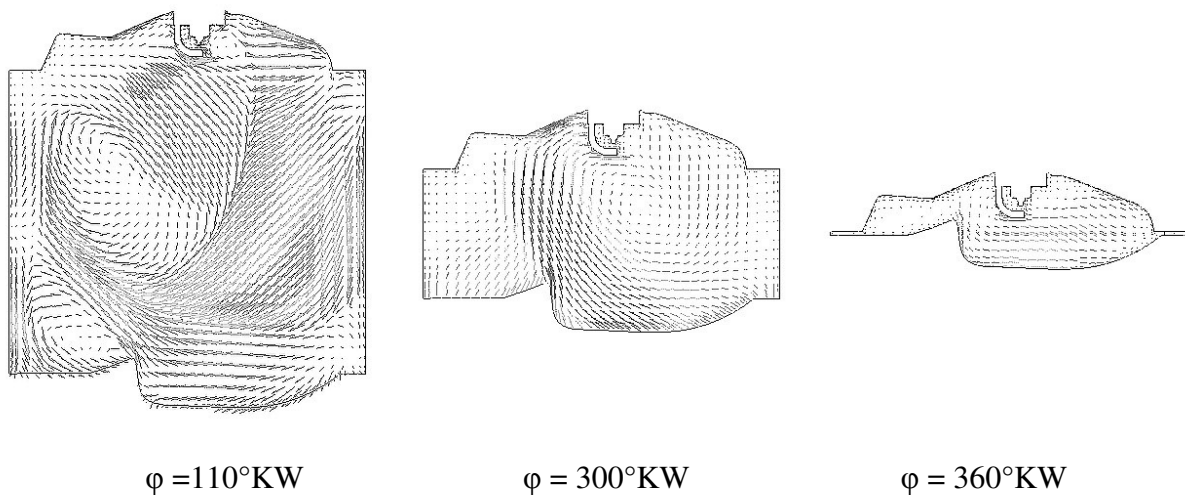


Abbildung 3.8: Beispielhafte Darstellung des Strömungsfeldes im Brennraum bei unterschiedlichen Kurbelwinkelpositionen (Versuchsträger II)

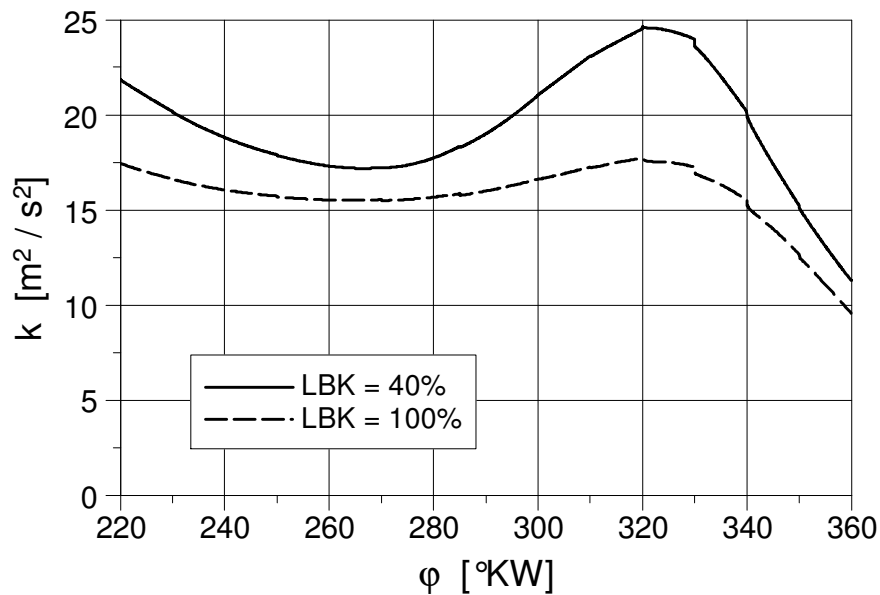


Abbildung 3.9: Verlauf der turbulenten kinetischen Energie k bei unterschiedlichen LBK-Stellungen beim Versuchsträger II

Der Verlauf der turbulenten kinetischen Energie k ist von der LBK-Stellung abhängig. Bei $\text{LBK} = 100\%$ ist die Tumble-Bewegung deutlich weniger ausgeprägt als bei $\text{LBK} = 40\%$. Die Turbulenzintensität liegt insgesamt auf einem niedrigeren Niveau. Die Zunahme von k ist bei $\phi \approx 320^\circ\text{KW}$ deutlich kleiner. Das Phänomen des Zerfalls der Tumble-Bewegung in turbulente kinetische Energie ist weniger deutlich. Insgesamt liegt beim Verbrennungsbeginn ein deutlich niedrigeres Turbulenzniveau vor.

Da die Turbulenzintensität den Verbrennungsablauf direkt beeinflusst, stellt sie eine wichtige Randbedingung für die Verbrennung dar. Eine Variation des Strömungsfeldes aufgrund einer anderen LBK-Stellung oder einer unterschiedlichen Einlasskanal- und Brennraumgeometrie [17] muss daher in der Modellierung der Verbrennung unbedingt berücksichtigt werden.

Einfluss der Brennraumgeometrie

Ohne Drall- oder Tumblebewegungen breitet sich die Flamme zunächst etwa kugelförmig aus bis die Flammenfront an einer Stelle in die Nähe der Brennraumwände kommt [18]. Die Flammengeschwindigkeit verzögert sich dort bis zum Stillstand in Richtung senkrecht zur Wand. Die Flammen breiten sich dann in den anderen Richtungen weiter aus. Demzufolge weicht die Flammenfront mehr und mehr vom idealen Kugelprofil ab (minimales Oberflächen/Volumen-Verhältnis). Eine Verzögerung der Energieumsetzung bei Erreichen der Brennraumwände ist die Folge. Dieser Effekt wird besonders deutlich im Fall einer komplexen Brennraumgeometrie wie z. B. beim direkteinspritzenden Ottomotor.

3. Stand der Technik

Die Annahme der sphärischen, an der Zündkerzenelektrode zentrierten Flammenausbreitung kann zu einer deutlichen Überschätzung der Flammenfrontfläche und damit der Energieumsatzrate [19] führen. Daher muss bei der Modellierung der Einfluss der Brennraumgeometrie unbedingt berücksichtigt werden.

Der Verlauf der Flammenfrontfläche bei unterschiedlichen Brennraumgeometrien ist in Abbildung 3.10 dargestellt. Ist im Kolben eine Mulde vorhanden, breitet sich die Flamme am Anfang schneller aus als bei einer konventionellen scheibenförmigen Brennraumgeometrie. Werden aber die Wände der Mulde von der Flammenfront erreicht, nimmt die Umsetzungsgeschwindigkeit deutlich ab.

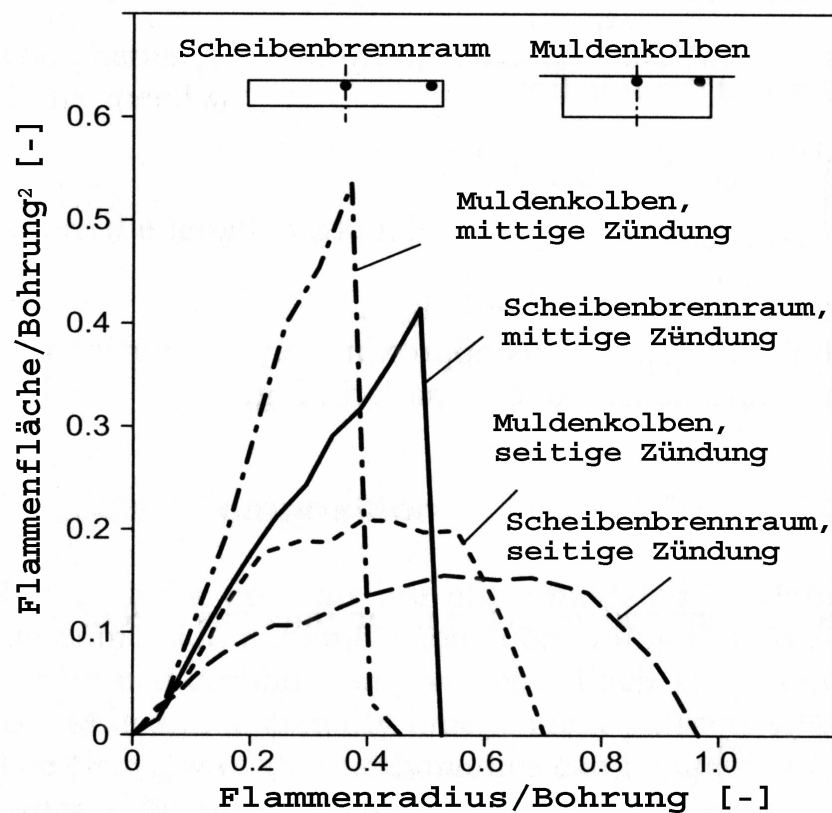


Abbildung 3.10: Verlauf der Flammenfläche bei unterschiedlichen Kolbengeometrien [20]

Einfluss von Brennraumwänden und -spalten

Der Ladungsanteil, der unmittelbaren Kontakt mit den Brennraumwänden hat, wird aufgrund der Wandwärmeverluste stark gekühlt. Wenn das Verhältnis der in der Flamme freigesetzten Energie zu den Warmwärmeverlusten der Flamme an der Wand einen bestimmten Wert unterschreitet, erlischt die Flamme.

Aus einer Größenordnungsbetrachtung wird die Peclet-Zahl definiert:

$$Pe = \frac{\rho \cdot c_p \cdot w}{\lambda} \cdot x \quad (3-6)$$

3. Stand der Technik

Hierbei ist ρ die Dichte, w die Flammengeschwindigkeit, x eine charakteristische Länge und λ der Wärmeleitkoeffizient. Aus zahlreichen experimentellen Untersuchungen wurden für die kritischen Peclet-Zahlen die Werte $Pe \approx 8$ (Wände) und $Pe \approx 40$ (Spalte) ermittelt [1]. Daraus ergeben sich die folgenden Werte für die charakteristische Länge (vgl. [21]):

für Brennraumwände: $0.02 < x < 0.2 \text{ mm}$

für Spalte im Brennraum: $0.1 < x < 1.0 \text{ mm}$

Da die Dicke der thermischen Grenzschicht in der Größenordnung von ca. $\delta \approx 1 \text{ mm}$ liegt [22], erlischt die Flamme bei einer Temperatur, die deutlich näher bei der Wandtemperatur als bei der Gastemperatur liegt. Der Anteil der Ladung, der innerhalb der thermischen Grenzschicht liegt und trotzdem verbrennt, wird aufgrund der Wandwärmeverluste bei einem niedrigeren Temperaturniveau umgesetzt. Das führt zu einem verzögerten Reaktionsablauf, denn die Temperatur ist der dominierende Faktor für die Reaktionsgeschwindigkeit. Aufgrund der Brennraumwandnähe berührt die Flamme die Brennraumwände, die Flammenoberfläche wird aufgrund dessen weniger gefaltet und die reagierende Fläche nimmt ab. Dies führt ebenfalls zu einer deutlichen Abnahme der Verbrennungsgeschwindigkeit.

Während der Kompressionsphase wird ein Teil der Ladung in die Spalte gedrückt. Die größten Spalte sind die Volumina zwischen Kolben, Kolbenringen und Brennraumwand (Feuerstegvolumina), sowie im Bereich der Zylinderkopfdichtung. Diese Volumina weisen ein hohes Oberflächen/Volumen Verhältnis auf. Die Ladung, die in die Spalte gelangt, wird infolge des Wandwärmeübergangs stark abgekühlt. Während der Verbrennung gelangt aufgrund der prozessbedingten Druckzunahme noch ein weiterer Ladungsanteil in die Spalte. Insgesamt befinden sich bei maximalem Zylinderdruck ca. 5-10% der Ladung in den Spalten [13]. Wenn die Flamme die Spalten erreicht, dringt auch Restgas in diese ein. Die Flamme kann dann aufgrund der niedrigen Temperatur und dem vergleichsweise hohem Restgasanteil nicht in den Spalt hineinbrennen (Flame-Quenching). Erst mit der folgenden Abnahme des Zylinderdruckes strömt die in den Spalten sich befindende Ladung wieder in den Brennraum. Die Temperatur dieses Ladungsanteils ist aber aufgrund des Wandwärmeübergangs deutlich niedriger als die Temperatur der übrigen Zylinderladung. Die Verbrennung der Gase aus den Spaltvolumina läuft daher langsamer und unvollständiger.

Einfluss der Kolbenbewegung

Im Vergleich mit den Untersuchungen in Verbrennungsbomben (isochore Verbrennung) findet die Verbrennung in einer Kolbenmaschine unter wesentlich komplexeren Bedingungen statt.

3. Stand der Technik

Aufgrund der Kolbenbewegung ändert sich während des Zyklus das Brennraumvolumen und damit die thermodynamischen Randbedingungen für die Verbrennung (Druck und Temperatur) (Abbildung 3.11).

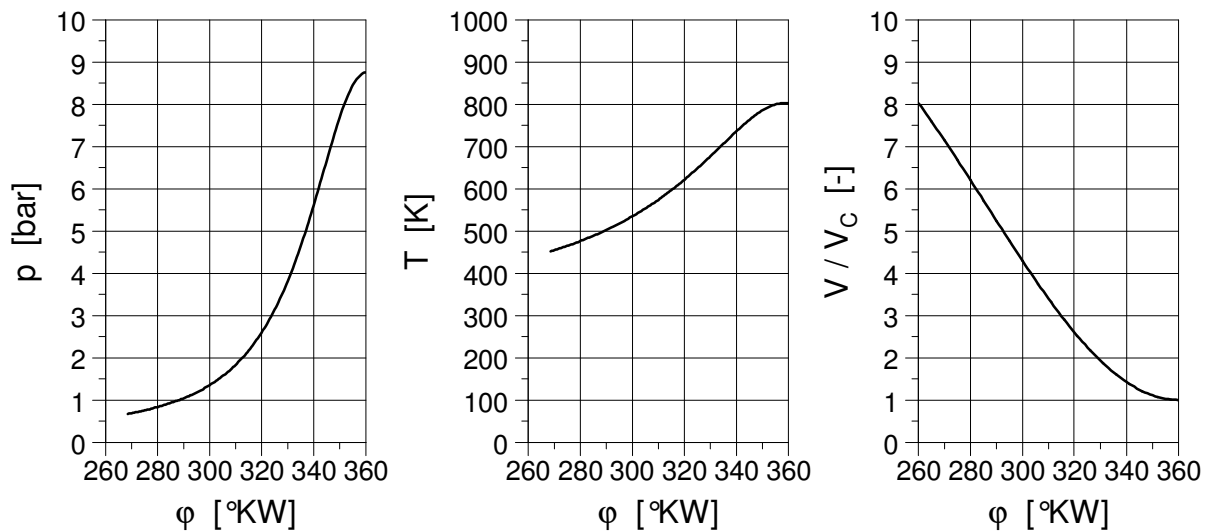


Abbildung 3.11: Verlauf von p , T und V während der Kompressionsphase im Schleppbetrieb
bei $n = 2000 \text{ U/min}$, $p_{\text{Saug}} = 0.4 \text{ bar}$

Der Zylinderdruckverlauf resultiert aus Volumenänderung, Verbrennungsfortschritt, Wandwärme- und Leckageverlust. Aufgrund der Volumenänderung findet die Verbrennung im Motor bei höherem Druck und höherer Temperatur statt als in einer Verbrennungsbombe. Das gilt auch für gleiche Anfangsbedingungen. Umgekehrt bewirkt die Expansion nach Erreichen des ZOT eine Abnahme von Druck und Temperatur. Während dieser Phase wird die thermische Energie der Gase in mechanische Arbeit umgewandelt.

Die Flammgeschwindigkeit ist eine Funktion von Temperatur und Druck, deren Verlauf in einem Kolbenmotor durch die Volumenänderung beeinflusst wird. Aus diesem Grund unterscheidet sich der Verlauf der Energieumsatzrate in einem Kolbenmotor vom dem in einer Verbrennungsbombe.

Eine im Vergleich zur Verbrennungsbombe expansionsbedingt schnellere Abnahme der Gastemperatur kann ein Einfrieren der Reaktionen verursachen. Auf jedem Fall nimmt die Reaktionsgeschwindigkeit stark ab und das Reaktionsgleichgewicht kann nicht mehr erreicht werden. Bei Gastemperaturen unter 1600 K stellt sich das partielle Gleichgewicht nicht mehr ein, da die Reaktionszeit zu stark zunimmt [6].

Die Kolbenbewegung verursacht eine Veränderung der Brennraumgeometrie über den Kurbelwinkel. Beim realen Motor sind in unmittelbarer Umgebung des ZOT die theoretisch

3. Stand der Technik

möglichen Flammenwege sehr kurz, deshalb ist eine sphärische Flammenausbreitung nur schwer möglich. Bei einer deutlich späteren Kolbenstellung sind diese Wege deutlich größer und theoretisch wäre eine sphärische Flammenausbreitung eher möglich, wenn nicht vorher durch Ladungsbewegung eine Beeinflussung stattfindet. Insbesondere beim DI-Motor wird dieser Effekt aufgrund der sehr komplexen Kolben- und Brennraumgeometrie deutlich.

Einfluss der Gemischverteilung

Nicht nur beim DI-Motor, sondern auch beim Ottomotor mit äußerer Gemischbildung befindet sich im Brennraum kein völlig homogenes Gemisch [23]. Zu beobachten sind hier λ -Schwankungen von 10-15%.

Diese Abweichungen vom globalen Kraftstoff-Luft-Verhältnis ziehen örtliche Veränderungen des Verbrennungsablaufes nach sich. Lokal kann das Luftverhältnis Werte erreichen, bei denen sich die Flamme nicht mehr ausbreiten kann und erlischt (Flame-Quenching). Ebenso, wenn nicht genügend Sauerstoff für die Oxidation der Kohlenwasserstoffe vorhanden ist. Der globale Verbrennungsablauf wird davon beeinflusst, ebenso wie die Entstehung von Schadstoffen.

Beim DI-Motor im Homogenbetrieb (Einspritzbeginn in der Nähe des LOT's) ist dieses Phänomen noch deutlicher. Die Zeit für die Gemischbildung ist kürzer, deswegen versucht man die Gemischaufbereitung mit Hilfe der Ladungsbewegung (LBK, variable Ventilsteuerung) zu unterstützen. Trotzdem entstehen im Brennraum Bereiche mit starken Abweichungen vom globalen Luftverhältnis.

Um einen DI-Motor mit globalen Luftverhältnissen jenseits der Zündgrenze zu betreiben, ist eine Ladungsschichtung erforderlich, damit das lokale Luftverhältnis innerhalb der Zündgrenze erreicht wird. Im idealen Fall entsteht im Brennraum an der Zündkerze ein nahezu homogenes, zündfähiges Gemisch, während sich am Rand des Brennraums nur Luft und eventuell Restgas befindet [24]. Der Wert des lokalen Luftverhältnisses an der Zündkerze beeinflusst die Entflammung des Gemisches und dadurch die Stabilität des Brennvorgangs [25]. Aufgrund der Ladungsbewegung ist es schwierig, eine kompakte, zündfähige Gemischwolke in der unmittelbaren Umgebung der Zündkerze bei allen Betriebspunkten zu erzeugen. Ein Teil der äußeren Schichten des frischen Gemisches wird nach dem ZZP nach außen gedrückt und dort weitgehend mit Luft vermischt. Demzufolge breitet sich die Flamme in Bereiche aus, die durch sehr unterschiedliche Luftverhältnisse gekennzeichnet sind. Die Luftverhältnis-Verteilung ist somit ein weiterer freier Parameter bei der Modellierung der Verbrennung.

3. Stand der Technik

Die Ladungsschichtung kann durch die Einstellparameter der Einspritzung (Einspritzbeginn, Einspritzende, Einspritzdruck) bedarfsgerecht gestaltet werden.

Da die Gemischbildung auch erheblich von der Strahlausbreitung des Kraftstoffes abhängig ist, wurde die Struktur des Sprays bei luftunterstützter Einspritzung mit Hilfe einer Druckkammer untersucht. Dieses Einspritzsystem wurde im Rahmen der Prüfstandsmessungen am Versuchsträger III (Kap. 4) eingesetzt.

Aus der Druckkammeruntersuchungen ergab sich, dass die Spraystruktur von den folgenden Randbedingungen beeinflusst wird:

- Luftraildruck
- Brennraumdruck
- Brennraumtemperatur

Eine Veränderung der Sprayeigenschaften infolge einer Variation des Kraftstoffraildruckes war nicht festzustellen. Die Kammertemperatur beeinflusst die Gemischaufbereitung. Eine höhere Temperatur zieht eine schnellere Verdampfung der Kraftstofftropfen nach sich (Abbildung 3.12).

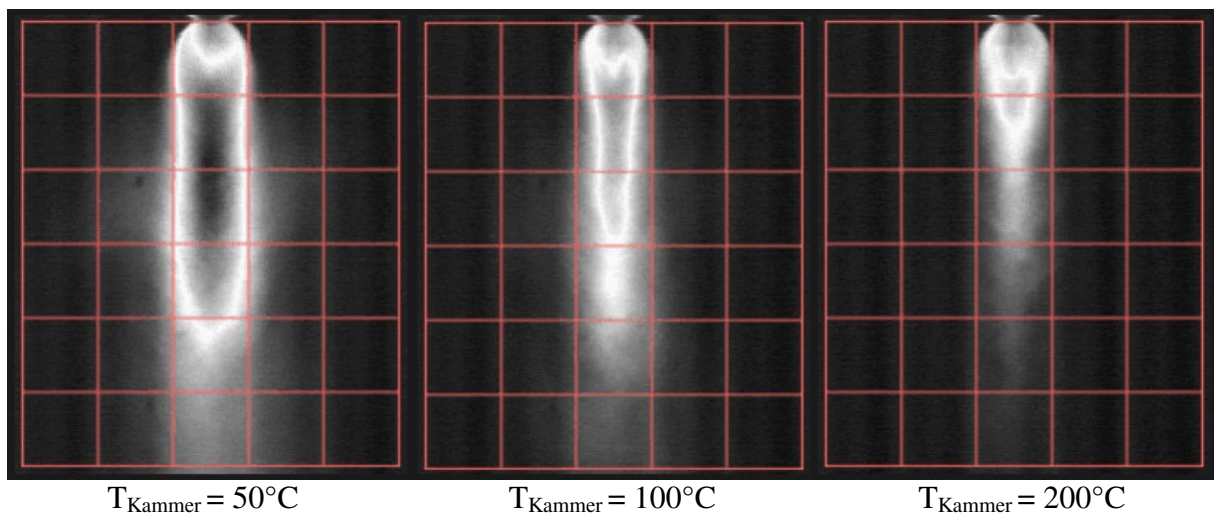
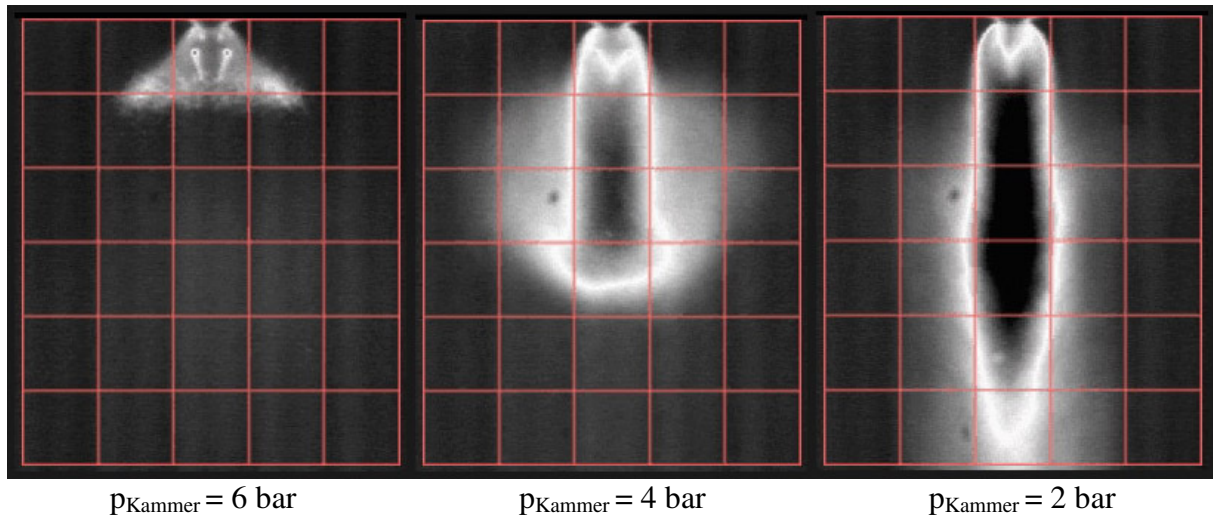
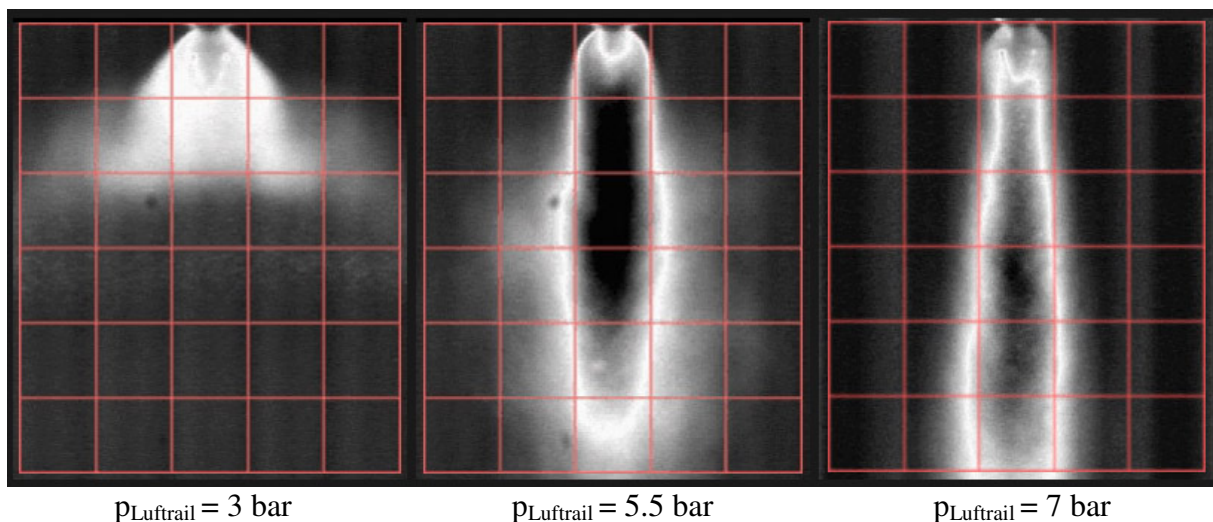


Abbildung 3.12: Variation der Kammertemperatur bei $p_{\text{Kammer}} = 2 \text{ bar}$, $p_{\text{Lufttrail}} = 6.5 \text{ bar}$

Eine Variation des Druckunterschiedes an der Einspritzdüse zwischen Lufttrail und Brennraum beeinflusst die Spraygeometrie. Die Tropfenausgangsgeschwindigkeit ist vom Druckunterschied an der Einspritzdüse direkt abhängig. Die Variation des Druckunterschiedes an der Einspritzdüse kann durch eine Variation sowohl des Kammerdruckes (Abbildung 3.13) als auch des Lufttraildruckes (Abbildung 3.14) realisiert werden.

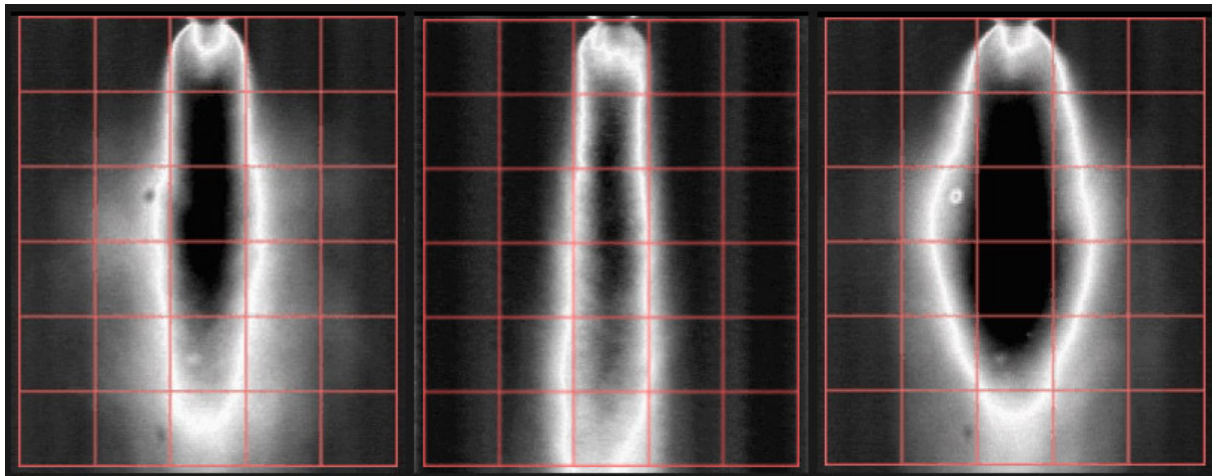
3. Stand der Technik

Abbildung 3.13: Variation des Kammerdruckes bei $p_{\text{Lufttrail}} = 6.5 \text{ bar}$, $T_{\text{Kammer}} = 20^\circ\text{C}$ Abbildung 3.14: Variation des Lufttraildruckes bei $p_{\text{Kammer}} = 2 \text{ bar}$, $T_{\text{Kammer}} = 20^\circ\text{C}$

Wird der Druckunterschied niedriger, nimmt die Tropfengeschwindigkeit ab, und das Spray kann nicht mehr kompakt gehalten werden. Aufgrund der Abnahme der Austrittsgeschwindigkeit steigt der Tropfendurchmesser. Die Verdampfung der Kraftstofftropfen wird langsamer. Ein längeres Zeitintervall ist für die Gemischaufbereitung notwendig. Die Änderung des Einspritzsprays zeigt bei beiden Variationen ähnliche Ergebnisse.

Auch die Einspritzdauer beeinflusst die Spraystruktur (Abbildung 3.15). Eine Verlängerung der Lufteinspritzung (Bild Mitte) generiert ein längeres und schmaleres Spray. Während des Einspritzvorganges werden die Tropfen immer schneller; dies erlaubt eine bessere Gemischaufbereitung. Wenn umgekehrt die Kraftstoffeinspritzung verlängert wird, d. h. wenn die Einspritzmasse erhöht wird, bei konstant bleibender Lufteinspritzung (Bild rechts), wird die

Spraykeule dicker und kürzer. Das geringere Oberflächen-Volumen-Verhältnis verursacht in diesem Fall eine langsamere Gemischbildung.



$t_{i,Luft} = 3 \text{ ms}, t_{i,Kraftstoff} = 3 \text{ ms}$ $t_{i,Luft} = 5 \text{ ms}, t_{i,Kraftstoff} = 3 \text{ ms}$ $t_{i,Luft} = 3 \text{ ms}, t_{i,Kraftstoff} = 5 \text{ ms}$

Abbildung 3.15: Variation der Dauer der Lufteinspritzung und der Kraftstoffeinspritzung bei

$p_{Lufttrail}=6.5 \text{ bar}, p_{Kammer} = 2 \text{ bar}, T_{Kammer} = 20^{\circ}\text{C}$

3.2. Kenntnisstand über Verbrennungsmodelle

Die heute verfügbaren Modellansätze zur Simulation der ottomotorischen Verbrennung unterscheiden sich aufgrund ihrer unterschiedlichen Komplexität. Eine mögliche Klassierung ist die Folgende:

- Nulldimensionale empirische Modelle
- Phänomenologische Modelle
- Multidimensionale Modelle

In der Praxis ist aber der Übergang zwischen diesen Modellklassen oft schwierig zu definieren.

3.2.1. Nulldimensionale empirische Modelle

Der Verlauf der Energieumsetzung wird innerhalb einer Arbeitsprozessrechnung mit einem sogenannten Ersatzbrennverlauf (EBV) nachgebildet. Der EBV sollte mit möglichst wenigen Parametern beschrieben werden, damit die Komplexität des Gesamtmodells überschaubar bleibt. Der so berechnete Verlauf muss sich möglichst gut an den realen Verlauf annähern.

Um die Energieumsetzung innerhalb eines Motorbetriebskennfeldes vorausberechnen zu können, müssen die Abhängigkeiten der Parameter des EBV's von den Betriebsparametern bekannt sein. Wenn die EBV-Parameter über die Abbildungsfunktionalität hinaus eine physikalische Bedeutung besitzen, sind Abhängigkeiten dieser Betriebsparameter leichter

3. Stand der Technik

modellierbar. Üblicherweise werden mehrere Parametervariationen ausgehend von einem Referenzpunkt durchgeführt. Die Variation der EBV-Parameter wird mit der Variation der Betriebsparameter korreliert. Die Ergebnisse des Modells sind umso genauer und zuverlässiger, je näher der zu berechnende Betriebspunkt in am Referenzpunkt liegt.

Der Wiebe-Ansatz [26] wird wegen seiner Anpassungsfähigkeit sehr oft benutzt, um die unterschiedlichsten Brennverfahren nachzubilden. Sowohl die otto- als auch die dieselmotorische Verbrennung kann mit dem Wiebe-Ansatz nachgebildet werden. In der Ableitung des Wiebe-Modells wird nicht zwischen Fremd- und Selbstzündung unterschieden. Mittels des Wiebe-Ansatzes hat Csallner [27] die Änderung des Brennverlaufes eines Ottomotors bei geänderten Betriebsbedingungen vorausberechnet. Der Gültigkeitsbereich für dieses Verbrennungsmodell ist aber auf sehr geringe Restgasmengen beschränkt, eine Einschränkung, die die Modellierung moderner Brennverfahren mit sehr hohen Restgasanteilen nicht möglich macht. Die Einflussgleichungen von Csallner [27] sind von Witt [28] für den vollvariablen Ventiltrieb sowohl für den gedrosselten als auch für den ungedrosselten Betrieb angepasst worden.

Basierend auf dem Wiebe-Ersatzbrennverlauf haben Woschni und Anisits Anfang der 70'er Jahre eine erste Methode zur quantitativen Beschreibung des Verbrennungsablaufes eines Dieselmotors [29] entwickelt. Ebenso haben Weberbauer [30] und Hoppe [31] den Wiebe-Ansatz benutzt, um die Verbrennung eines direkteinspritzenden Ottomotors zu modellieren.

Typischer-Wiebe-Ansatz

Der Ansatz von Wiebe basiert darauf, die Reaktionsgeschwindigkeit der Verbrennung zu modellieren. Die Verbrennung von Kohlenwasserstoffen erfolgt durch Kettenreaktionen, deren Geschwindigkeit nicht durch die klassischen Gleichungen der chemischen Kinetik wiedergegeben werden kann. Die explizite Lösung der Kettenreaktion, auch wenn es theoretisch möglich ist, stellt aufgrund der Komplexität des Gleichungssystems große Schwierigkeiten dar. Wiebe ist von einer anderen Seite zur Lösung der gestellten Aufgabe gelangt. In erster Linie interessiert die Geschwindigkeit, mit der die Energie freigesetzt wird. Um die allgemeine makroskopische Gesetzmässigkeit, der die zeitliche Entwicklung der Verbrennungsprozesse unterworfen ist, aufzeigen zu können, braucht man nicht unbedingt den tatsächlichen Reaktionsmechanismus zu kennen.

Der Charakter der chemischen Kettenumwandlung wird durch aktive Zwischenprodukte (freie Atome, Radikale, ungesättigte Moleküle) bestimmt, die im Verlauf der Reaktion entstehen, die mit den Molekülen der Ausgangsstoffe reagieren und die Kettenreaktion fortsetzen.

3. Stand der Technik

Die Reaktionsgeschwindigkeit hängt von der Anzahl der aktiven Zwischenprodukte (aktiven Zentren) ab. Wird mit w die Reaktionsgeschwindigkeit gekennzeichnet und mit N die Molekülanzahl der Ausgangsstoffe, dann ist die Reaktionsgeschwindigkeit proportional zur Anzahl der aktiven Zentren N_a .

$$w = -\frac{dN}{dt} = k_1 \cdot N_a \quad (3-7)$$

Nur ein Bruchteil $\frac{dN}{k_1}$ der reagierenden Kraftstoffmoleküle führt zu weiteren Aktivzentren.

Damit kann also die Bildungsgeschwindigkeit der aktiven Zentren w_a angegeben werden.

$$w_a = \frac{w}{k_1} = -\frac{1}{k_1} \cdot \frac{dN}{dt} \quad (3-8)$$

Bezieht man nun die Zahl der in der Zeiteinheit neugebildeten Aktivteile w_a auf die jeweilige Gesamtzahl N der Kraftstoffmoleküle und bezeichnet diese relative Dichte der neugebildeten Aktivteile mit ρ , dann gilt

$$\rho = \frac{w_a}{N} \rightarrow \rho = \rho(t) \quad (3-9)$$

Die Reaktionsgeschwindigkeit der Kraftstoffmoleküle ist proportional zur Dichte der aktiven Zentren ρ . Diese Größe ändert sich während des Reaktionsablaufes, es gilt $\rho = \rho(t)$. Wird die Gleichung (3-9) in die (3-8) eingesetzt und dann über der Zeit t integriert, ergibt sich

$$-\frac{dN}{dt} = k_1 \cdot \rho \cdot N \quad \text{oder} \quad N = N_0 \cdot e^{-k_1 \cdot \int_0^t \rho \cdot dt} \quad (3-10)$$

wo N_0 die Molekülanzahl beim Reaktionsbeginn ist.

Wird der Grad des Fortschrittes der Reaktion x_V eingefügt, wird die Gleichung (3-10) wie folgt geschrieben:

$$x_V = \frac{N_0 - N}{N_0} \quad x_V = 1 - e^{-k_1 \cdot \int_0^t \rho \cdot dt} \quad (3-11)$$

Die Reaktionsgeschwindigkeit w wird aus der Ableitung der Gleichung (3-11) gewonnen.

$$w = \frac{dx_V}{dt} = k_1 \cdot \rho \cdot e^{-k_1 \cdot \int_0^t \rho \cdot dt} \quad (3-12)$$

$$f(t) = k_1 \cdot \int_0^t \rho \cdot dt \quad (3-13)$$

3. Stand der Technik

Die Funktion $\rho(t)$ lässt sich aus der kinetischen Betrachtung der Verbrennungsreaktion nicht analytisch bestimmen. Statt dessen kann man dafür einen einfachen empirischen Ansatz definieren, der die Funktion $\rho(t)$ beschreibt.

Diese Funktion muss die folgenden Bedingungen erfüllen [32]:

1. Bei $t = 0$ ist $x_v = 0$.
2. Bei $t = \infty$ ist $x_v \approx 1$.
3. $x_v(t)$ ist monoton steigend.
4. Die Funktion in Gleichung (3-13) muss zwischen $t = 0$ und $t = \infty$ stetig sein.
5. Bei $t = 0$ kann sowohl $w = 0$ als auch $w > 0$ sein.
6. Bei $t = \infty$ ist $w = 0$.
7. $\int_0^{\infty} \rho \cdot dt = 1$.
8. w muss ein Maximum haben.

Basierend auf einer Vielzahl von motorischer Untersuchungen hat sich die Funktion

$$\rho(t) = k_2 \cdot t^m \quad (3-14)$$

als geeignet erwiesen. Der Parameter k_2 ist ein Proportionalitätsfaktor und m der Parameter, der den Charakter der zeitlichen Änderung der relativen Dichte der neugebildeten Aktivzentren und damit den Charakter des Verbrennungsablaufes bestimmt. An dieser Stelle wird dann eine empirische Funktion innerhalb der theoretischen Betrachtung der Kettenreaktion eingeführt. Dadurch ist der semi-empirische Charakter des Wiebe-Ansatzes gegeben. Der Verlauf der Funktion $\rho(t)$ ist für unterschiedliche Formparameter in Abbildung 3.16 dargestellt.

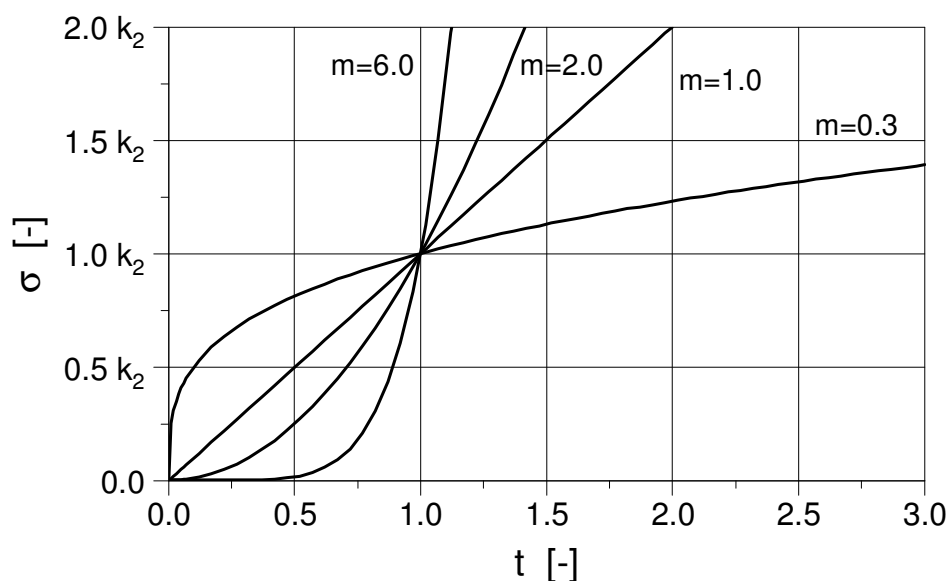


Abbildung 3.16: Verlauf der Dichte der aktiven Zentren für unterschiedliche Formparameter

3. Stand der Technik

Wird Gleichung (3-14) in Gleichung (3-11) eingefügt, ergibt sich:

$$x_V = 1 - e^{-\frac{k_1 \cdot k_2}{m+1} \cdot t^{m+1}} \quad (3-15)$$

Da $x_V = 1$ bei $t = \infty$ ist, kann eine Reaktionsdauer t_V definiert werden. Hierbei wird angenommen, dass bei $t = t_V$ die Reaktion beendet ist, z. B. wenn $x_V = 0.999$. Bei einer Verbrennungsreaktion kann kein vollständiger Umsatz der Ausgangsstoffe erreicht werden. Wenn sich der Gleichgewichtszustand einstellt, laufen Hin- und Rückreaktionen gleich schnell, so dass makroskopisch kein sichtbarer Massenumsatz mehr stattfindet. Es kann eine normierte Zeitkoordinate y_V definiert werden, bei der die seit Reaktionsbeginn abgelaufene Zeit auf die gesamte Reaktionsdauer bezogen wird:

$$y_V = \frac{t}{t_V} \quad (3-16)$$

Die normierte Zeitkoordinate y_V wird nachfolgend als normierte Brennzeit bezeichnet.

Wird die normierte Brennzeit y_V in Gleichung (3-15) eingefügt,

$$x_V = 1 - e^{-\frac{k_1 \cdot k_2}{m+1} \cdot t_V^{m+1} \cdot y_V^{m+1}}, \quad (3-17)$$

und zusätzlich die Konstante a definiert,

$$a = \frac{k_1 \cdot k_2}{m+1} \cdot t_V^{m+1}, \quad (3-18)$$

kann Gleichung (3-15) wie folgt geschrieben werden:

$$x_V = 1 - e^{-a \cdot y_V^{m+1}} \quad (3-19)$$

Gleichung (3-19) ist als Wiebe-Durchbrennfunktion und ihre zeitliche Ableitung als Wiebe-Brennverlauf (3-20) bekannt [26].

$$\frac{dx_V}{dy_V} = a \cdot (m+1) \cdot y_V^m \cdot e^{-a \cdot y_V^{m+1}} \quad (3-20)$$

Bei $y_V = 1$ gilt $t = t_V$. Die physikalische Bedeutung vom Parameter a ist in Verbindung mit dem Umsetzungsgrad der Verbrennung bei $y_V = 1$.

$$x_V(1) = \eta_U = 1 - e^{-a} \quad a = -\frac{\log(1 - \eta_U)}{\log(e)} \quad (3-21)$$

Bei $\eta_U = 0.999$ (99.9% der Ladung verbrannt) gilt $a = 6.908$. Die Variation des Parameters a zieht nicht nur eine Variation des Umsetzungsgrades der Reaktion, sondern auch eine Verschiebung des Verlaufes der Energieumsetzung nach sich (Abbildung 3.17).

3. Stand der Technik

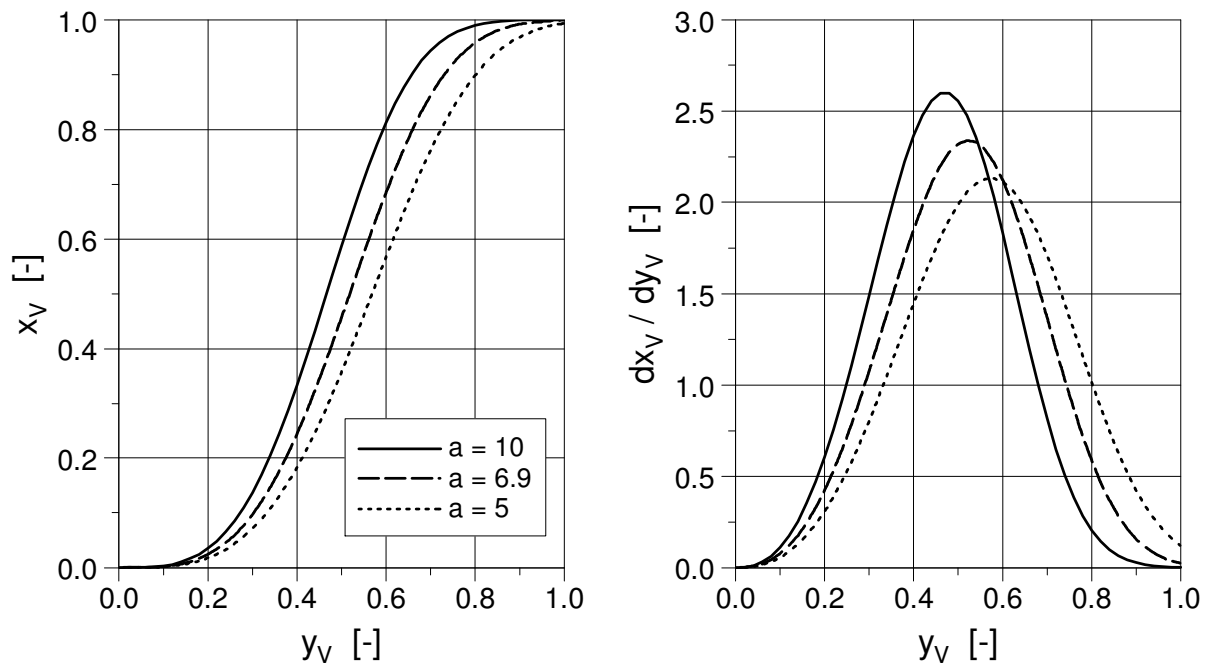


Abbildung 3.17: Einfluss einer Variation des Parameters a auf den Verlauf der Energieumsetzung und der Energieumsatzrate

Außerdem folgt aus Gleichung (3-20) dass beim Verbrennungsende ($y_V = 1$) die Energieumsatzrate ungleich null ist:

$$\frac{dx_V}{dy_V} = a \cdot (m+1) \cdot e^a \quad (3-22)$$

Es ist sehr schwierig, aus der Druckverlaufsanalyse (DVA) den Umsetzungsgrad η_U mit guter Genauigkeit zu berechnen. Die größten Unsicherheiten der Indizierauswertung treten immer am Ende der Verbrennung auf. Die Verwendung eines ungenauen unteren Heizwertes oder einer fehlerhaften OT-Lage bewirkt eine deutliche Veränderung der Energieumsetzung [4]. Wird mit normierten Verläufen gearbeitet, kann man auf die Anpassung des a -Parameters verzichten. Die Wiebe-Funktion wird dann aus den 3 freien Parametern (V_B , V_D , m) bestimmt.

Durch Wahl des Formparameters m kann der Wiebe-Brennverlauf an sehr unterschiedliche Verbrennungsabläufe angepasst werden (Abbildung 3.18). Bei $m < 1$ kann z. B. ein schneller Brennbeginn und eine langsamere Ausbrennphase nachgebildet werden. Oder bei $m > 2$ kann man eine relativ lange Entflammungsphase und ein schnelles Verbrennungsende modellieren. Für die Bestimmung der Parameter m , V_B und V_D sind mehrere Verfahren möglich [26].

3. Stand der Technik

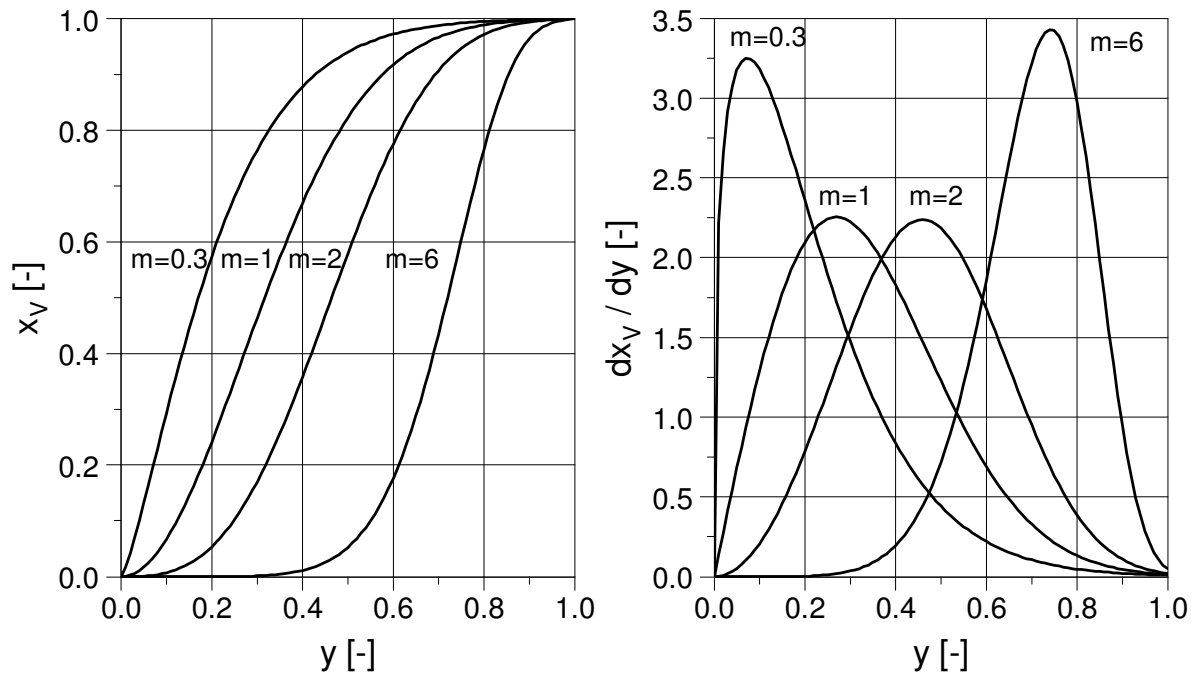


Abbildung 3.18: Einfluss einer Variation des Formparameters m auf den Verlauf der Energieumsetzung und der Energieumsatzrate

Das Wiebe-Modell kann den Verlauf der Energieumsatzrate eines Ottomotors mit äußerer Gemischbildung bei unterstöchiometrischen Bedingungen ($\lambda = 0.85$) relativ gut nachbilden (Abbildung 3.19). Diese Verbrennung ist durch einen nahezu symmetrischen Verlauf gekennzeichnet. Es ist nur eine leicht verschleppte Ausbrennphase zu beobachten. Der Wiebe-EBV kann mit guter Genauigkeit die Energieumsetzung modellieren und die relativ geringe Abweichung in der Ausbrennphase ist in der Prozessrechnung von untergeordneter Bedeutung. Aus diesem Grund wird der Wiebe-Ansatz in der Literatur sehr oft für die Modellierung der ottomotorischen Verbrennung verwendet ([27],[28],[30],[31]). Die Weiterentwicklung des Ottomotors ermöglicht, dass moderne Motoren im mageren Schichtbetrieb und/oder mit AGR betrieben werden um den Kraftstoffverbrauch zu senken. Unter diesen Bedingungen ändern sich die physikalischen Mechanismen, die den Verbrennungsprozess beeinflussen.

3. Stand der Technik

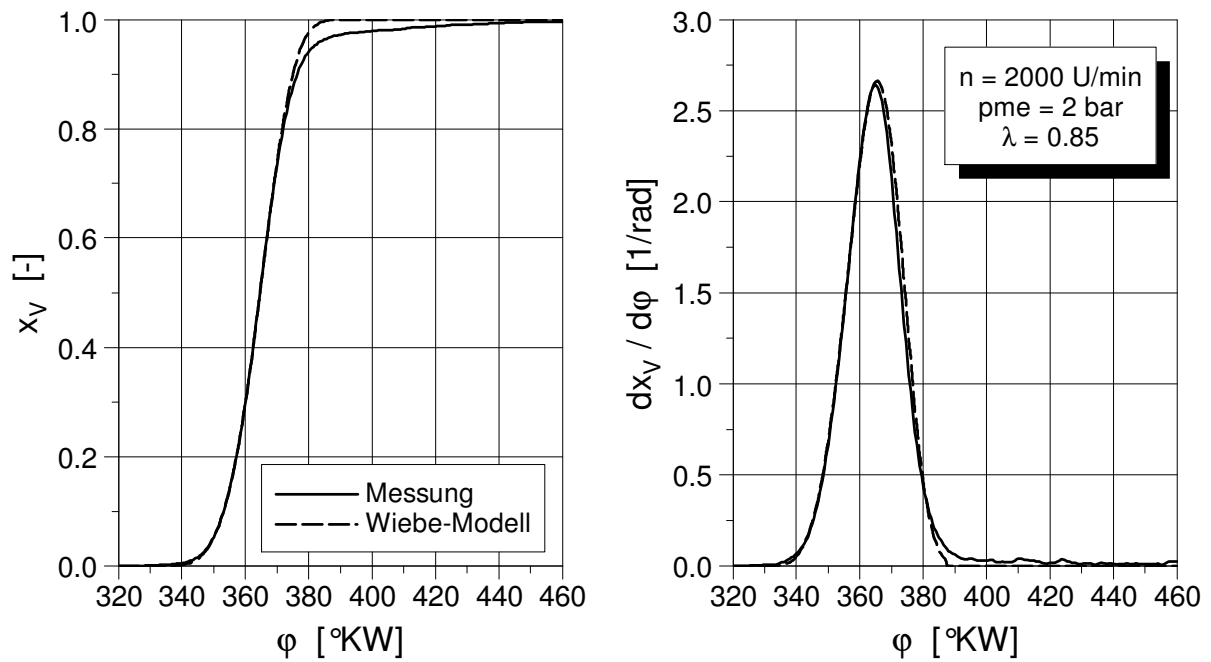


Abbildung 3.19: Realer und synthetischer Brennverlauf (Wiebe-Ansatz) beim Versuchsträger IV (MPI-Motor) bei unterstöchiometrischen Bedingungen.

Eine Zunahme des Luftverhältnisses verursacht eine deutliche Änderung des Verlaufes der Energieumsetzung (Abbildung 3.20). Die langsamere Ausbrennphase wird sowohl beim stöchiometrischen (links) als auch beim mageren Gemisch (rechts) deutlich. Der Wiebe-EBV kann die Energieumsetzung in ihrer letzten Phase nicht mehr zufriedenstellend nachbilden.

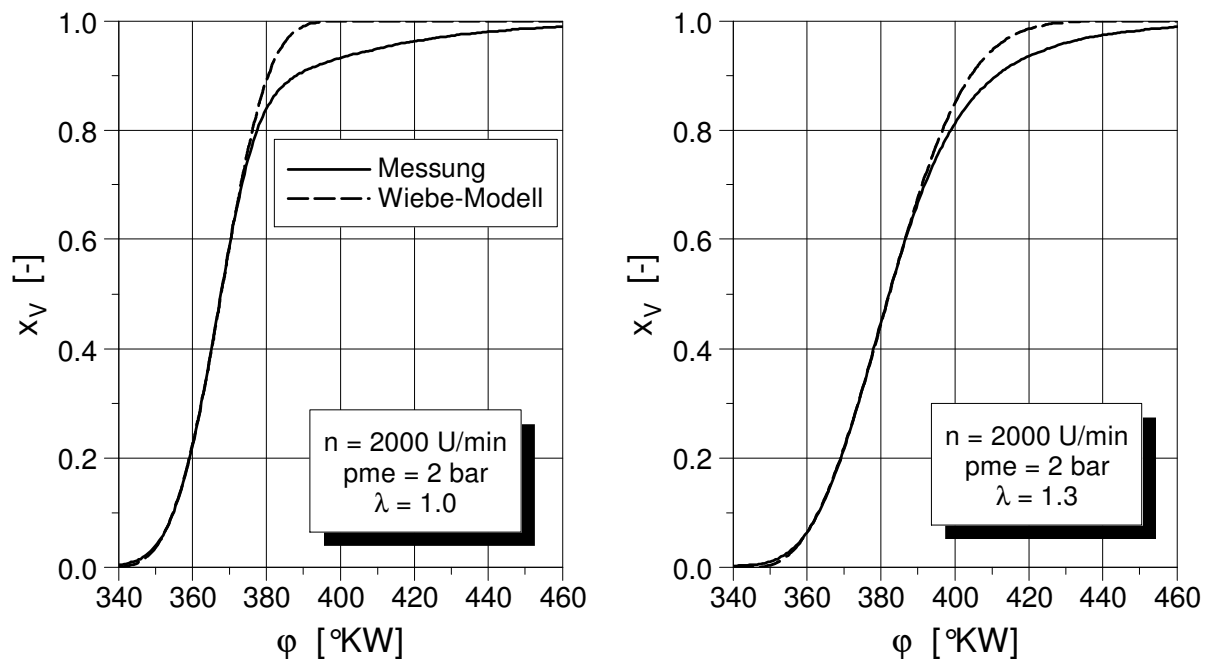


Abbildung 3.20: Realer und synthetischer Brennverlauf (Wiebe-Ansatz) beim Versuchsträger IV (MPI-Motor) bei stöchiometrischem und magerem Gemisch.

3. Stand der Technik

Die Modellierung des Schichtbetriebs mit dem Wiebe-Modell ist noch problematischer (Abbildung 3.21). Die Verbrennung wird in der Ausbrennphase stark verschleppt. Daher weicht der Wiebe-EBV von der realen Energieumsetzung ab. Eine bessere Modellierungsqualität der Ausbrennphase kann erreicht werden, in dem bei der Bestimmung der Parameter des EBV's mit der Methode der multiplen Regressionen das Abgleichsintervall, als das Intervall im Brennverlauf das zur Anpassung der Wiebefunktion benutzt wird, in Richtung Verbrennungsende verschoben wird (Intervall II, Abbildung 3.22).

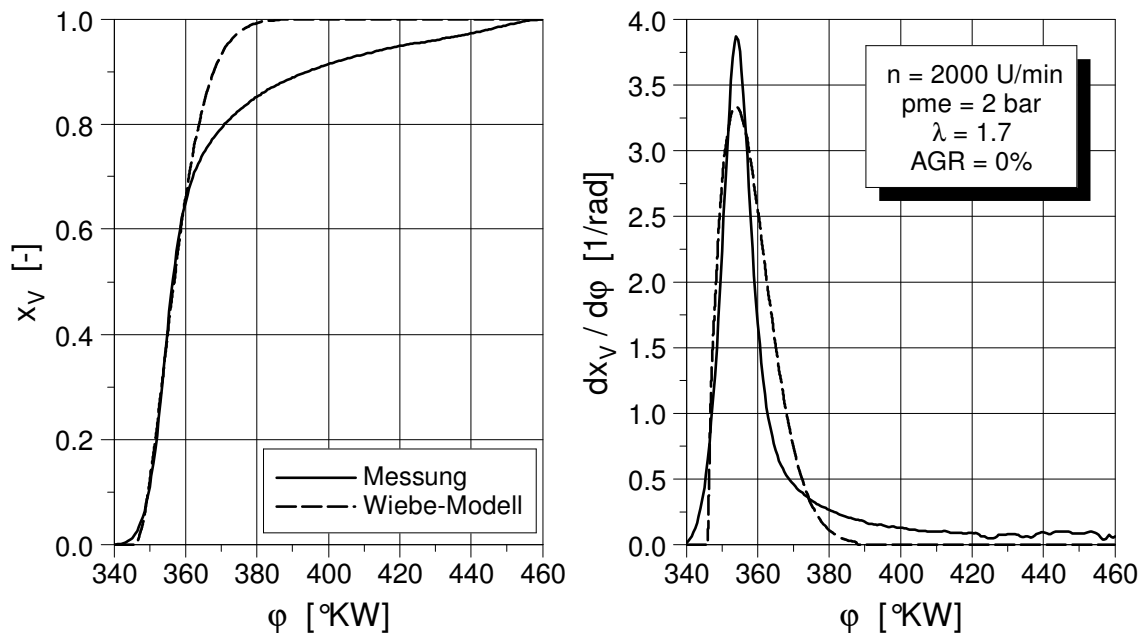


Abbildung 3.21: Verbrennungsablauf bei einem direkteinspritzenden Benzinmotor (Versuchsträger III) im Schichtbetrieb

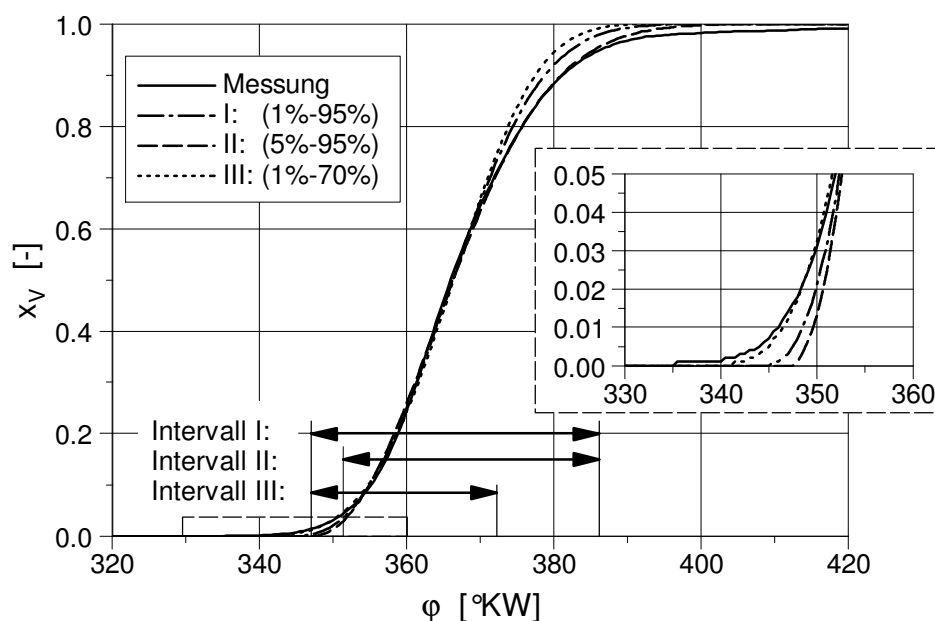


Abbildung 3.22: Einfluss des Abgleichsintervalls auf den synthetischen Brennverlauf (Versuchsträger II, Homogenbetrieb, $n = 2000$ U/min, $p_{me} = 2$ bar, $\lambda = 1$)

3. Stand der Technik

Die Ausbrennphase wird dadurch besser modelliert, die Modellierungsqualität bis zur ca. 10%-Lage verschlechtert sich aber deutlich. Wenn im Gegenteil dazu das Abgleichsintervall auf den Beginn der Ausbrennphase begrenzt wird (70%-Lage) (Intervall III), wird die Entflammungsphase gut nachgebildet, während die Modellierung der Ausbrennphase sich weiter verschlechtert.

Der Wiebe-Ansatz wurde in jüngerer Zeit auch bei der Modellierung der Verbrennung direkt-einspritzender Ottomotoren benutzt [34]. Hier wird bei der Wahl des Ausgleichsintervalls ein Kompromiss gewählt, so dass der gesamte Ablauf der Energieumsetzung befriedigend nachgebildet wird. Aufgrund der einfachen Formulierung kann der Wiebe-Ansatz vor allem verwendet werden, wenn der Verbrennungsablauf nicht der Schwerpunkt der Modellierung ist, sondern für die Entwicklung weiterer Untermodellen gebraucht wird.

Doppel-Wiebe-Ansatz

Der Doppel-Wiebe-Ansatz wurde von Oberg [35] eingeführt, um die dieselmotorische Verbrennung besser nachzubilden. Besonders bei mittelschnell- und schnelllaufenden Dieselmotoren heben sich die Verbrennung eines vorgemischten Ladungsanteils und die Verbrennung eines diffusiven Anteils deutlich voneinander ab. Diese beiden Anteile werden jeweils mittels einer separaten Wiebe-Funktion nachgebildet. Die gesamte Brennfunktion ergibt sich dann aus der Überlagerung der zwei Wiebe-Funktionen.

Eine typische zweistufige Dieselerbrennung, wie in Abbildung 3.23 dargestellt, kann durch den Doppel-Wiebe-Ansatz recht gut nachgebildet werden.

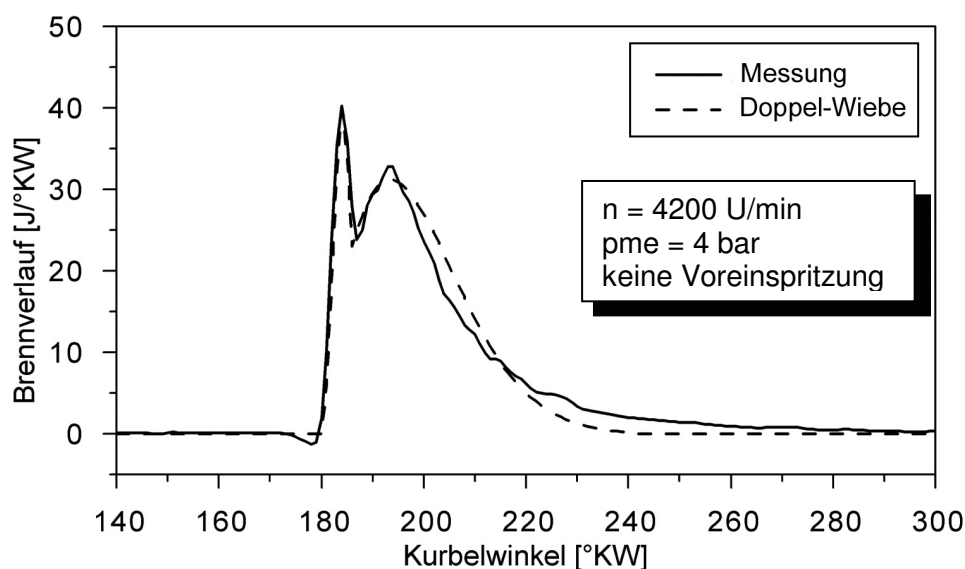


Abbildung 3.23: Brennverlauf bei einem schnelllaufenden Commonrail-Dieselmotor [36]

3. Stand der Technik

Der ausgeprägte Premixed-Peak wird durch die erste Wiebe-Funktion modelliert, während die zweite Wiebe-Funktion die nachfolgende langsamere Diffusionsverbrennung nachbildet. Bei modernen Dieselmotoren ist ein solcher Verlauf allerdings nicht immer zu erkennen. Oft sind der Vormisch- und der Diffusionsanteil nicht so deutlich voneinander zu unterscheiden. Die relativ lange Ausbrennphase kann auch mit dem Doppel-Wiebe-Ansatz meist nicht befriedigend modelliert werden. Ein weiterer Nachteil dieses Ansatzes ist, dass die Anzahl der freien Parameter deutlich ansteigt. Ein wichtiger Parameter ist die Brennstoff-Mengenverteilung x_{1Br} auf die Teilbrennverläufe. Insgesamt steigt die Anzahl der freien Parameter auf 9 an ($m_1, a_1, VB_1, VD_1, m_2, a_2, VB_2, VD_2, x_{1Br}$). In der Implementierung des Modells von Oberg wird diese Anzahl auf 6 reduziert unter der Bedingung

$$VB_1 = VB_2 \quad \text{und} \quad a_1 = a_2 = \text{konst.} = 6.908.$$

Ein anderes Verfahren zur Bestimmung der Parameter des Doppel-Wiebe-Ansatzes wurde von Stas und Wajand vorgeschlagen [37].

Wiebe-Hyperbel-Ansatz

Basierend auf einem Ansatz von Schreiner [38], [39] hat Barba [36] eine Kombination aus einer Wiebe-Funktion und einem Hyperbelbrennverlauf vorgeschlagen. Die Hauptumsetzung wird durch die Wiebe-Funktion dargestellt, während die Ausbrennphase rein empirisch nachgebildet wird. Der Wiebe-Verlauf wird somit nur bis zum Übergangspunkt φ_p verwendet und nicht komplett bis zum Verbrennungende. Die Gleichung lautet:

$$\frac{dx_V}{dy_V} = h_1 + h_2 \cdot (\varphi - \varphi_p)^{h_3} \quad (3-23)$$

Obwohl das Modell für die dieselmotorische Verbrennung entwickelt wurde, kann es aufgrund seines rein empirischen Charakters auch für die Modellierung des ottomotorischen Brennverlaufs benutzt werden.

Die Koeffizienten der Wiebe-Funktion werden so bestimmt, dass das Maximum der Energieumsatzrate genau wiedergegeben wird. Die Entflammungsphase wird jedoch sehr schlecht modelliert. Da der Wiebe-Hyperbel-Brennverlauf ein rein empirisches Modell ist, liegt keine physikalische Grundlage zur Bestimmung des Übergangspunktes φ_p vor.

Mit dem Wiebe-Hyperbel-Ansatz wird die auch beim Ottomotor vorhandene langsame Ausbrennphase sehr gut modelliert, sowohl im Homogenbetrieb (Abbildung 3.24) als auch im Schichtbetrieb (Abbildung 3.25).

3. Stand der Technik

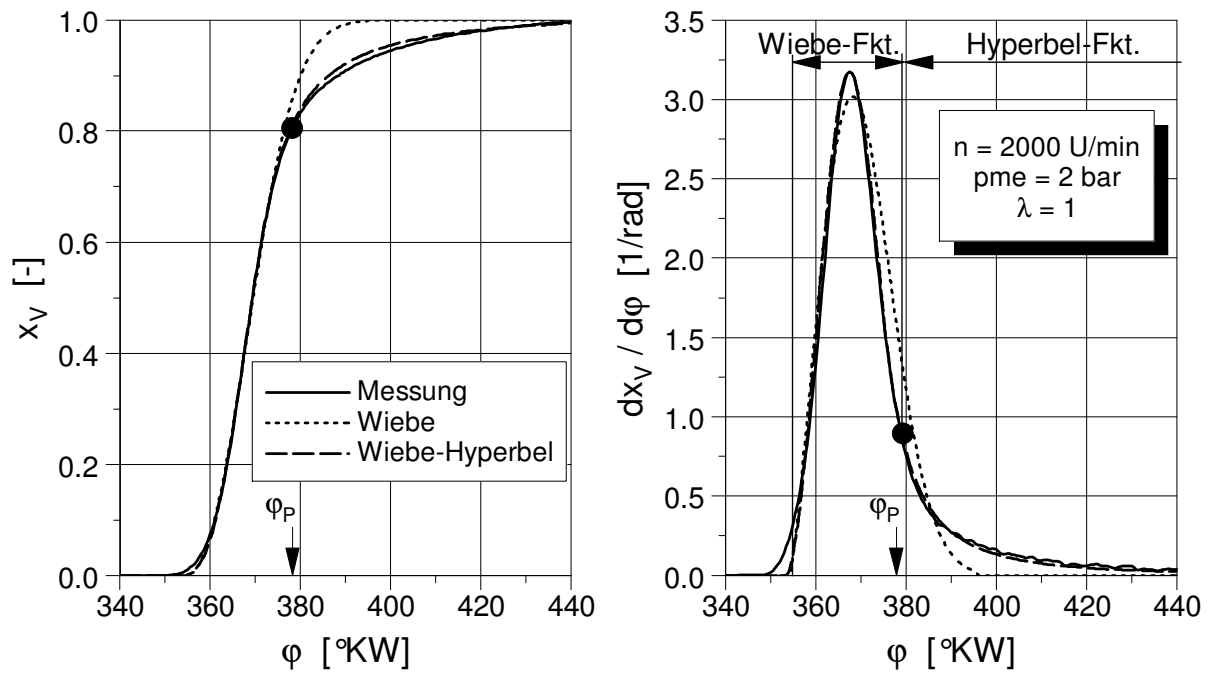


Abbildung 3.24: Brennvorgang und Energieumsatzrate bei einem direkteinspritzenden Benzinmotor (Versuchsträger II) im Homogenbetrieb

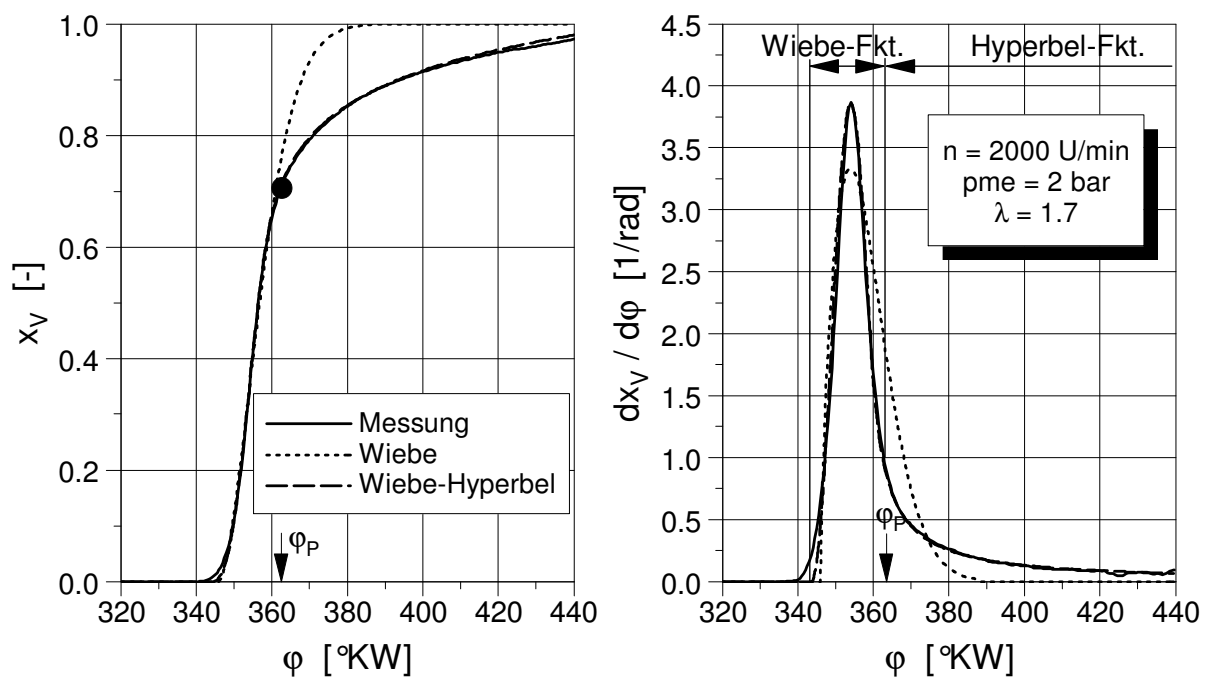


Abbildung 3.25: Brennvorgang und Energieumsatzrate bei einem direkteinspritzenden Benzinmotor (Versuchsträger III) im Schichtbetrieb

Die maximale Energieumsatzrate wird genau wiedergegeben. Die Modellierungsqualität der Entflammungsphase ist aber wie beim klassischen Wiebe-Ansatz mit einem entsprechend ausgewählten Approximationsintervall unbefriedigend.

3.2.2. Phänomenologische Modelle

Entrainment-Model

Das Entrainment-Modell wurde von Blizard und Keck [40] entwickelt und von Tabaczynski [41] erweitert, um die Energieumsetzung bei der ottomotorischen Verbrennung im Sinn einer Prognose vorauszuberechnen.

Es wird bei diesem Modell angenommen, dass die großen Wirbel der Ladungsbewegung frische Ladung in die turbulent entwickelte Flammenfront reißen. Weiterhin wird vorausgesetzt dass die kleineren Wirbel immer mit laminarer Flammengeschwindigkeit verbrennen.

Die Energieumsatzrate ergibt sich dann aus der Summe der beiden Effekte, bedingt durch die beiden Wirbeltypen:

$$\frac{dm_V}{dt} = \rho_u \cdot A_T \cdot s_L + \frac{\mu}{\tau_V} \quad (3-24)$$

Hierbei ist μ ein Parameter für die Masse frischer Ladung, die in die verbrennende Zone eindringt (Entrainment) und τ_V ist eine charakteristische Zeit für die Verbrennungsdauer eines Wirbels der Größe L (z. B. Durchmesser) Gleichung (3-25):

$$\tau_V = \frac{L}{s_L} \quad (3-25)$$

Modell für die turbulente Flammengeschwindigkeit

Unter der Annahme einer gefalteten, laminaren Flammenfront gilt die generelle Gleichung für die turbulente Flammengeschwindigkeit:

$$s_T = \frac{A_L}{A_T} \cdot s_L \quad (3-26)$$

In der Praxis wird jedoch meist auf empirische Ansätze, wie z. B. diejenigen nach Damköhler [42], zurückgegriffen:

$$s_T = \left(1 + C \frac{u'}{s_L} \right) \cdot s_L \quad (3-27)$$

Dabei ist C entweder eine Konstante oder aber eine Funktion von wenigen physikalischen Parametern und u' ist die Turbulenzintensität.

Ein weiterer Ansatz wurde von Groff [43] vorgeschlagen,

$$s_T = \left(2.273 + 1.681 \frac{u'}{s_L} \right) \cdot s_L, \quad (3-28)$$

sowie von Schelkin [44],

$$s_T = \left[1 + \left(\frac{u'}{s_L} \right)^2 \right]^{\frac{1}{2}} \cdot s_L. \quad (3-29)$$

Weitere Ansätze stammen von Tabaczynski [45] und Keck [46]. Für eine ausführlichere Darstellung wird hier auf Stiesch [18] verwiesen.

Die Verwendung der Gleichung (3-28) erzielt bei Drehzahlvariationen ungenügende Übereinstimmung. Eine Optimierung mit Hilfe der Reynoldszahl wurde von Koch [47] vorgeschlagen:

$$\frac{s_T}{s_L} = \left[1 + A_{\text{Dam}} \cdot \left(\frac{u'}{s_L} \right)^n \right] \cdot K \cdot \text{Re}_T^{0.25} \quad (3-30)$$

Hierbei ist A_{Dam} die Damköhlerkonstante, K eine Anpassungskonstante, Re_T die turbulente Reynoldszahl und das Exponent n bewegt sich zwischen 0.5 und 1.

3.2.3. Numerische Methoden (CFD)

Die Modellierung des Verbrennungsprozesses im Motor benötigt detaillierte Kenntnisse des turbulenten Strömungsfeldes im Brennraum. Ein multidimensionales Verbrennungsmodell mit dem höchsten Detaillierungsgrad erfolgt immer in Verbindung mit einer CFD-Berechnung der Ladungsbewegung im Zylinder aus. Diese Strömungsberechnungen basieren auf der numerischen Lösung der drei Grundgleichungen zur:

- Massenerhaltung
- Impulserhaltung
- Energieerhaltung

Die CFD-Berechnung ist Voraussetzung für die Entwicklung von multidimensionalen Modellen.

Direct Numerical Simulation (DNS)

Die Gleichungen werden für ein so feines Volumengitter gelöst, dass die Größe einer einzelnen Volumengitterzelle der der kleinsten Wirbel entspricht. Die Größe der kleinsten Wirbel wird durch die Kolmogorov-Länge dargestellt und ist wichtig bei der Dissipation der turbulenten kinetischen Energie. Die Kolmogorov-Länge nimmt mit der Reynolds-Zahl ab.

3. Stand der Technik

Bei der Verbrennung in einem typischen PKW-Motor wird ein Zellenabstand von ca. 10 μm benötigt. Demzufolge gilt für die Anzahl der zu berechnenden Zellen eine Größenordnung von ca. 10^{12} Gitterzellen (PKW-Motor) [6]. Das Problem besteht daher in dem hohen Rechenaufwand. Eine direkte Simulation ist dann nur für kleine Reynoldszahlen und bei sehr kleinen Systemen möglich.

Large Eddy Simulation (LES)

Bei der Large-Eddy-Simulation werden nur die großen Wirbel betrachtet. Dies ermöglicht eine Verminderung der Anzahl der Gitterzellen. Das Verhalten der kleineren Wirbel wird mithilfe von Untermodellen beschrieben, wie z. B. das k - ξ Modell oder das Linear-Eddy-Modell LES-LE von Kerstein [48]. Diese Annahme scheint sinnvoll, da die größeren Wirbel diejenigen sind, die den größten Anteil an kinetischer Energie besitzen. Außerdem zeigen die kleineren Wirbel ein stärkeres isotropes Verhalten als die größeren und sind von daher besser für eine vereinfachte Betrachtung geeignet.

Eine LES-Simulation berechnet in der Praxis den lokalen Mittelwert. Im Vergleich zu einer DNS-Simulation gehen daher Informationen über das lokale Verhalten der kleinen Strukturen verloren. In Abhängigkeit von der gewählten cut-off-Wirbelgröße, welche der Größe der kleinsten betrachteten Wirbel entspricht, wird die Anzahl der Rechenschritte gegenüber einer DNS deutlich verringert. Trotzdem ist die benötigte Rechenzeit für eine LES immer noch sehr hoch, so dass diese meist für spezifische Teilsimulationen und nicht für komplette Motorsimulationen verwandt werden. Zudem wird das Modell häufig zur Betrachtung der kleinen Wirbel für die vorhandene Geometrie speziell optimiert, um die Ergebnisse zu verbessern.

Reynolds-Averaged Navier-Stokes Equations (RANS)

Diese Berechnungsmethode wird dort angewandt, wo DNS und LES eine zu hohe Anzahl an Rechenschritten erfordern, z. B. bei komplexen Geometrien oder sehr hohen Reynoldszahlen. Die Methode basiert auf einem Ansatz von Osborne Reynolds, bei dem der Wert der Erhaltungsgröße der turbulenten Strömung aufgeteilt wird in einen mittleren und in einen Schwankungsanteil Gleichung (3-31).

$$v_i(\vec{x}, t) = \bar{v}_i(\vec{x}, t) + v_i'(\vec{x}, t) \quad (3-31)$$

Hier wird der Mittelwert über die gesamte Längenskala berechnet. Daher ist es nicht möglich, das Verhalten der einzelnen Wirbel zu charakterisieren sondern nur den globalen Effekt der Turbulenz. Außerdem können die zyklischen Schwankungen der Strömung innerhalb des Brennraums nicht berücksichtigt werden.

3.2.4. Multidimensionale Modelle

Eddy-Breakup Model

Das Modell basiert auf dem Entrainment Modell von Blizard und Keck [40], das hier aber in eine CFD-Simulation eingebunden ist. Die charakteristische Wirbelgröße l_E wird dann nicht mehr mit einem empirischen Ansatz bestimmt (z. B. Brennraumhöhe beim ZOT oder Einlass-ventilhub), sondern wird mit dem lokalen Wert der Taylor-Länge, definiert durch Gleichung (3-32), gleich gesetzt [49].

$$l_E = l_T \approx \sqrt{\frac{15}{Re_T}} \cdot l_i \quad (3-32)$$

Das Eddy-Breakup-Modell braucht zusätzlich noch einen Ansatz für die geometrische Flammenfrontausbreitung. Hier wird oft auf den Ansatz der sphärischen Ausbreitung verwiesen.

Aufgrund der einfachen Struktur werden Eddy-Breakup-Modelle häufig benutzt. Das Modell hat aber das Problem, dass die charakteristische Brenndauer gegen Null tendiert, wenn sich die Flamme in der Nähe der Brennraumwände befindet. Dies wird dadurch verursacht, dass die Flammengeschwindigkeit unter diesen Bedingungen gegen unendlich geht. Das Modell kann daher nicht direkt ohne Anpassung (vgl. [50]) für die Modellierung der Verbrennung in der Nähe der Brennraumwände benutzt werden.

Flame Area Evolution Model

Bei dieser Kategorie von Verbrennungsmodellen wird die Energieumsatzrate aus dem Verlauf der Flammenfrontfläche und deren Dichte Σ berechnet. Die Transportgleichung wird für diese Größe gelöst unter der Bedingung, dass die Flammenfrontdicke klein ist im Vergleich zur Wirbelgröße. Innerhalb dieser Kategorie von Modellen wird häufig auf das Modell von Weller (G-Gleichung) [51] und auf das Coherent Flame Model von Cheng und Diringer [52] hingewiesen.

Der Verlauf von Σ wird von mehreren Faktoren bestimmt: Der Wert von Σ wird bei der Zündung initialisiert, die turbulente Streckung vergrößert die Reaktionsfläche, während die Flamme lokal von einer übermäßigen Streckung gelöscht wird. Außerdem bewirkt die konvektive Wirbelbewegung eine zusätzliche Zunahme der Flammenfläche.

Diese Modelle sind aufgrund der sehr komplexen und schwer lösbaren Gleichungen nur mit unverhältnismäßigem Aufwand bei der motorischen Verbrennung anzuwenden.

3. Stand der Technik

Fractal Model

Bei dem Fraktal-Modell wird der Faltungsgrad, der die Flammengeschwindigkeit an der Flammenfront beschleunigt, nicht durch Lösung einer Transportgleichung ermittelt, sondern aus Ähnlichkeiten in der Geometrie der Flammenfront zwischen unterschiedlichen Skalen abgeleitet. Daraus folgt eine experimentelle Abhängigkeit der Flammenfrontfläche von der Längenskala der Turbulenz. Bei der Anwendung auf eine turbulente Flamme muss die Längenskala zwischen zwei physikalisch definierten Werten liegen. Dafür sind die Kolmogorov- und die Integrallänge mit guten Ergebnissen verwendet worden [49].

$$\frac{s_T}{s_L} = \frac{A_L}{A_T} = \left(\frac{l_k}{l_i} \right)^{2-D} \quad (3-33)$$

Der Parameter D entspricht der Dimension des Fraktals. Experimentelle Ergebnisse von Santavicca et al. [53] zeigen, dass der Wert von D steigt von 2.0 (laminare Verbrennung) bis zu 2.35 (stark turbulente Flamme). Die Dimension des Fraktals ist Funktion der laminare Flammengeschwindigkeit und der Turbulenzintensität.

$$D = 2.0 \cdot \frac{s_L}{u' + s_L} + 2.35 \cdot \frac{u'}{u' + s_L} \quad (3-34)$$

Für eine ausführliche Beschreibung des Fraktal-Modell wird auf [49], [53], [54] hingewiesen.

Die vorhergehenden Ausführungen zeigen, dass es zahlreiche Ansätze zur Beschreibung der Verbrennung gibt und dass der Grad an Komplexität teilweise sehr hoch ist. All diese Modelle kommen nicht ohne einen erheblichen Anteil an Empirie aus. Eine experimentell gestützte Vorgehensweise ist deshalb zwingend erforderlich. Deshalb soll im Rahmen dieser Arbeit ein Weg gezeigt werden, wie mit Hilfe eines einfacheren Modells sehr gute Resultate erzielt werden können.

4. Versuchsaufbau

4.1. Versuchsträger

Im Rahmen dieser Arbeit sind Messungen an unterschiedlichen Motoren durchgeführt worden, um eine weitgehende Allgemeingültigkeit des Verbrennungsmodells zu gewährleisten. Drei direkteinspritzende Ottomotoren mit unterschiedlichen Brennverfahren sowie ein Ottomotor mit äußerer Gemischbildung wurden untersucht und miteinander verglichen. In Tabelle 4.1 sind die wichtigsten Daten der Versuchsträger zusammengestellt.

Versuchsträger	I	II	III	IV
Hersteller	Volkswagen	Audi	Volkswagen	Audi
Baureihe	EA111	EA113	EA111	EA827
Bauart	4 Zyl. Reihe	4 Zyl. Reihe	4 Zyl. Reihe	4 Zyl. Reihe
Ventilzahl (Ein./Aus.)	2/2	2/2	2/2	3/2
Hubraum	1598 cm ³	1984 cm ³	1598 cm ³	1781 cm ³
Verdichtungsverhältnis	12.2	11.5	11.6	10.0
Bohrung	76.5 mm	82.5 mm	76.5 mm	81.0 mm
Hub	86.6 mm	92.8 mm	86.6 mm	86.4 mm
Pleuellänge	144 mm	144 mm	144 mm	144 mm
Verstellbereich Einlass-NW	40°KW	42°KW	40°KW	24°KW
Einspritzart	direkt	direkt	direkt	indirekt
Gemischbildung	wandgeführt	luftgeführt	strahlgeführt	äußere

Tabelle 4.1: Die technischen Daten der Versuchsträger

Die unterschiedlichen Brennverfahren mit Direkteinspritzung lassen sich hauptsächlich aufgrund des Mechanismus für den Transport des Kraftstoff-Luft-Gemischs zur Zündkerze differenzieren. Sie werden als wand-, strahl- oder luftgeführte Brennverfahren klassiert - je nach der vorwiegenden Art des Transports (Abbildung 4.1).

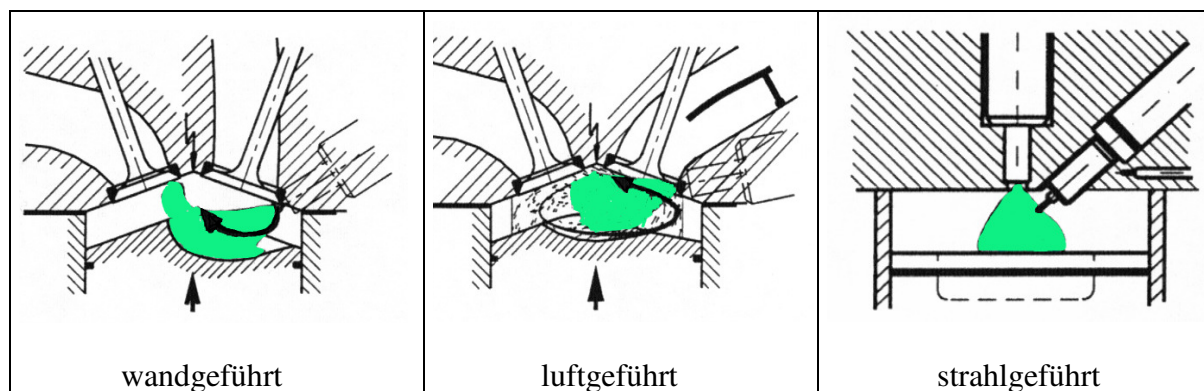


Abbildung 4.1: Brennverfahren mit Direkteinspritzung

4. Versuchsaufbau

Wandgeführtes Brennverfahren (Versuchsträger I)

Das Einspritzventil und die Zündkerze sind in einem relativ großen Abstand zueinander positioniert. Es steht eine relativ lange Zeit für die Gemischaufbereitung zur Verfügung. Der Kraftstoff wird mit Hilfe der Kolbenoberfläche von der Einspritzdüse zur Zündkerze geführt. Hierzu ist der Kolbenboden mit entsprechenden Mulden versehen. Eine zweistufig einstellbare Ladungsbewegungsklappe (LBK) im Saugrohr ermöglicht eine intensive Ladungsbewegung (Tumble).

Luftgeführtes Brennverfahren (Versuchsträger II)

Hier wird der Kraftstoff weitgehend durch die tumbleförmige Luftbewegung im Brennraum zur Zündkerze geführt. Die Ladungsbewegung wird durch die kontinuierliche veränderbare Position der LBK sowie durch die Brennraumgeometrie erzeugt. Mulden im Kolben beeinflussen gezielt die Luftströmung. Der eingespritzte Kraftstoff wird von der Luftströmung erfasst und möglichst ohne Wandberührung zur Zündkerze transportiert. Der Mischungsvorgang erfolgt innerhalb der Strömung.

Strahlgeführtes, luftunterstütztes Brennverfahren (Versuchsträger III)

Das Einspritzventil und die Zündkerze sind relativ nah zueinander positioniert, so dass eine gezielte Ladungsbewegung für den Kraftstofftransport nicht notwendig ist. Zudem hätte sie eine negative Auswirkung auf die Sprayverteilung im Brennraum. Eine Ladungsbewegungsklappe wird demzufolge nicht benötigt. Die geringe Entfernung zwischen Einspritzventil und Zündkerze führt zu einer vergleichsweise kurzen verfügbaren Gemischbildungszeit. Die verwendete Luftunterstützung bei der Einspritzung verbessert die Gemischbildung.

Brennverfahren mit äußerer Gemischbildung (Versuchsträger IV)

Der Kraftstoff wird hier arbeitsspielsynchron für jeden Zyklus vor das Einlassventil eingespritzt, das je nach Applikation zum Zeitpunkt der Einspritzung offen oder geschlossen sein kann. Die Gemischbildung findet sowohl im Saugrohr als auch im Brennraum statt. Aufgrund der relativ langen Zeit für die Gemischbildung kann eine gute Homogenisierung des Gemischs erreicht werden. Der Kolben weist keine Mulden auf.

4.2. Motorprüfstand

Die Motorversuche wurden am Institut für Verbrennungskraftmaschinen der Technischen Universität Braunschweig durchgeführt. Folgende technische Einrichtungen standen zur Verfügung (Tabelle 4.2):

Steuerungstechnik	AVL, Typ Puma 5.5.1
Belastungsmaschine	Elin, Typ APA 202 EU
Kraftstoffwaage	AVL, Typ Dynamic Fuel Meter 733 S
Luftmassenmesser	ABB Sensiflow
Abgasanalysator	Horiba, Typ EXSA-1500
Luftverhältnis	λ -Sonde ETAS LA4
Opazitätsmessung	AVL Opacimeter
Temperaturmessung	Ni-Cr/Ni-Thermoelemente

Tabelle 4.2: Prüfstandseinrichtungen

Der Motor war mit einer Asynchronpendelmaschine gekoppelt, mit der der Motor sowohl stationär bei konstanter Drehzahl als auch in einem dynamischen Fahrzyklus betrieben werden könnte.

Das globale Luftverhältnis wurde auf Basis der gemessenen Konzentrationen der einzelnen Abgaskomponenten nach [55] berechnet. Dies ermöglichte eine genaue Erfassung des Luftverhältnisses auch im Bereich sehr magerer bzw. fetter Gemische. Die Motoren wurden mit dem Kraftstoff Superplus mit ROZ 98 nach DIN EN228 betrieben. Die wichtigsten Kraftstoffeigenschaften sind in Tabelle 4.3 zusammengestellt.

Mittleres Molekulargewicht	100.4 g/mol
Zusammensetzung (C,H,O) [%]	85.25, 12.79, 1.96
Brennwert	44.52 MJ/kg
Unterer Heizwert	41.75 MJ/kg
Theoretischer Luftbedarf	14.15 [kg _{Luft} /kg _{Kraftstoff}]
Dichte bei 15°C	759.8 kg/m ³

Tabelle 4.3: Kraftstoffeigenschaften

4.3. Indiziersystem

Die Messkette für die Zylinderdruckindizierung ist in Abbildung 4.2 dargestellt.

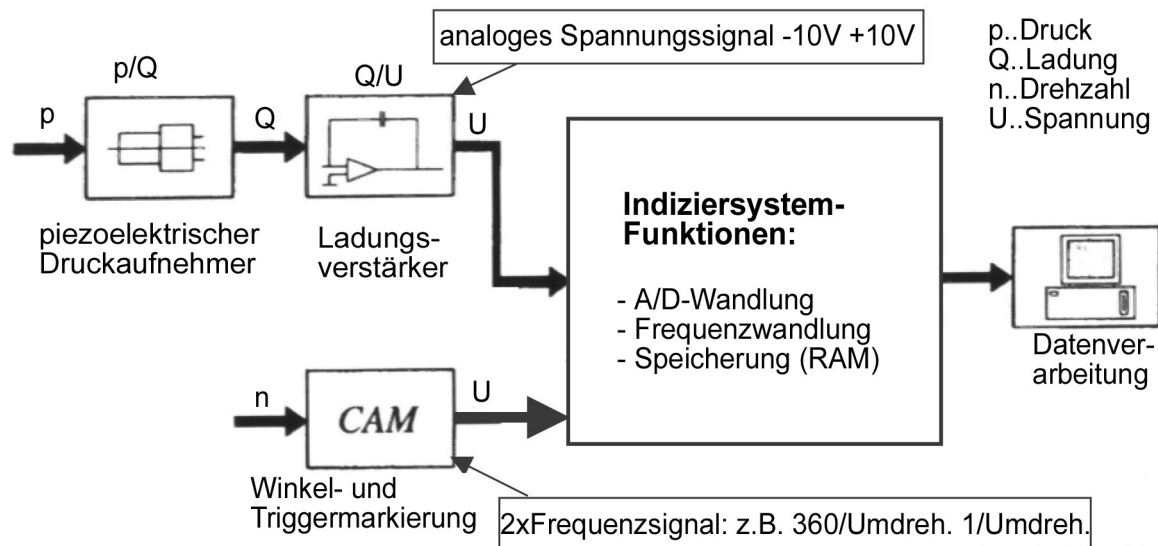


Abbildung 4.2: Messanordnung für die Zylinderdruckindizierung [4]

Der Zylinderdruck wurde mit einem gekühlten piezoelektrischen Sensor mit einer Empfindlichkeit von ca. -25 pC/bar gemessen. Das Signal des Druckaufnehmers wurde durch einen Ladungsverstärker unter Berücksichtigung der Kalibrierwerte des individuellen Zylinderdrucksensors mit der gewählten Skalierung von 8 bar/Volt verstärkt und in ein analoges Spannungssignal umgewandelt. Das Signal des Zylinderdruckes sowie die Position der Kurbelwelle werden von dem Indiziersystem in digitale Signale umgesetzt. Die Wandlung erfolgt diskret gekoppelt mit dem festen Inkrement des Winkelmarkengebers.

Die Indiziermesskette bestand aus den unten aufgeführten Geräten (Tabelle 4.4).

Druckaufnehmer	Kistler, Typ 6061 B gekühlt
Ladungsverstärker	Kistler, Typ 5011
Quarzkühlung	Kistler, Typ 2621
Winkelmarkengeber	AVL, Typ 364-CO1
Datenerfassung	FEV, Typ FEVIS-System 3.4

Tabelle 4.4: Komponenten der Indiziermesskette

Für die korrekte Zuordnung des Kurbelwinkels zur jeweiligen Kurbelstellung muss die Lage des oberen Totpunktes bestimmt werden. Der Zylinderdruck wird im Schleppbetrieb bei $n = 2000 \text{ U/min}$ und voll geöffneten Drosselklappe über eine Anzahl von 50 Zyklen gemittelt.

4. Versuchsaufbau

Aufgrund der Wandwärmeverluste und der Leckage wird im Schleppbetrieb der maximale Zylinderdruck nicht beim geometrischen OT erreicht, sondern aufgrund des thermodynamischen Verlustwinkels von ca. 0.7°KW stellt sich das Druckmaximum um diesem Betrag früher ein. Dieser Zusammenhang wurde zur OT-Lagebestimmung benutzt.

Die Quarkühlung erfolgte durch einen geschlossenen Kreislauf eines Kühlmediums, dessen Temperatur sich mit Hilfe eines Wärmetauschers zwischen $50\text{-}60^\circ\text{C}$ im Sammelbehälter einregeln ließ.

Aufgrund der Analog-Digital-Umsetzung ist eine Datenglättung notwendig, um die durch die Digitalisierung entstehende Treppenstufung des Signalverlaufes und die damit verbundene numerischen Probleme zu vermeiden.

Bei der Wahl des Glättungsverfahrens ist darauf zu achten, dass der verfahrensbedingte Informationsverlust, z. B. im Bereich stark wechselnder Druckgradienten, wie sie insbesondere in der Spitzendrucklage vorliegen, das Ergebnis nicht verfälscht. Eine allgemeine Formulierung der in dieser Arbeit verwendeten gewichteten Datenglättung n-ter Ordnung lautet:

$$p_{i,gl} = \frac{\sum_{j=-n}^n h_j \cdot p_{i+j}}{\sum_{j=-n}^n h_j} \quad (4-1)$$

Die Gewichtungsfaktoren h_j werden nach dem Ansatz von [56] festgelegt:

$$h_j = 2^{-|j|} \quad (4-2)$$

5. Neue Modellansätze zur Brennverlaufsrechnung

Im Kap.3.2.1 ist dargestellt, wie der ursprüngliche Wiebe-EBV eine ideal ablaufende Verbrennung mit der gewünschten Genauigkeit abbilden kann. Die Vergleichsbilder zeigen aber, dass hier Kompromisse entweder zu Gunsten des ersten Teils der Verbrennung zu machen sind, dann wird aber die Ausbrennphase schlecht nachgebildet, oder aber das Verbrennungsende wird genauer modelliert, dann steigen aber die Ungenauigkeiten bei Brennbeginn deutlich an. Im Folgenden soll nun versucht werden, auf Basis eines modifizierten Wiebe-Ansatzes eine deutlich bessere Abbildungsqualität zu erzielen.

Für diese erweiterte Fassung des Wiebe-Ansatzes werden die Parameter des EBV's nicht konstant gehalten, sondern während der Verbrennung modifiziert.

- Der Umsatzparameter a
kann nicht angepasst werden, da er nur vom Umsetzungsgrad abhängt. Dieser darf nicht verändert werden (Gleichung 3-21), andernfalls stimmt die Energiebilanz nicht mehr.
- Der Formparameter m
kann angepasst werden, um eine Änderung der Reaktionskinetik während des Verbrennungsprozesses zu berücksichtigen.
- Die Verbrennungsdauer V_D
kann für Teilbereiche der Verbrennung angepasst werden, um eine Variation der Reaktionsgeschwindigkeit in unterschiedlichen Reaktionsphasen zu berücksichtigen.

5.1. Einzel-Wiebe-Ansatz mit variablem Formparameter

Eine Möglichkeit, mit Hilfe des Wiebe-EBV's eine genauere Abbildung des Brennverhaltens zu bekommen, ist eine kurbelwinkelabhängige Anpassung des Formparameters m . Das weicht vom klassischen Wiebe-Ansatz deutlich ab, bietet aber grundsätzlich das Potential einer genaueren Darstellung einer realen Verbrennung. Da eine Verallgemeinerung eines solchen Ansatzes nur schwer möglich ist, wird es hier im Wesentlichen nur zur Analyse eines möglichen Lösungswegs benutzt.

Der Verlauf des Formparameters m kann aus der Umformung der Wiebe-Durchbrennfunktion

$$x_V = 1 - e^{-a \cdot y_V^{m+1}} \quad (3-19)$$

5. Neue Modellansätze zur Brennverlaufsrechnung

ermittelt werden:

$$m = -1 + \frac{\ln\left[\frac{\ln(1-x_V)}{-a}\right]}{\ln(y_V)} \quad (5-1)$$

In Gleichung (5-1) werden sowohl die verbrannte Fraktion x_V als auch die normierte Brennzeit y_V aus Messwerten eingesetzt. Verbrennungsbeginn und Verbrennungsende werden entsprechend aus Messwerten abgeleitet.

Der Verlauf des so berechneten variablen Formkoeffizienten ist beispielhaft für einen Betriebspunkt in Abbildung 5.1 dargestellt.

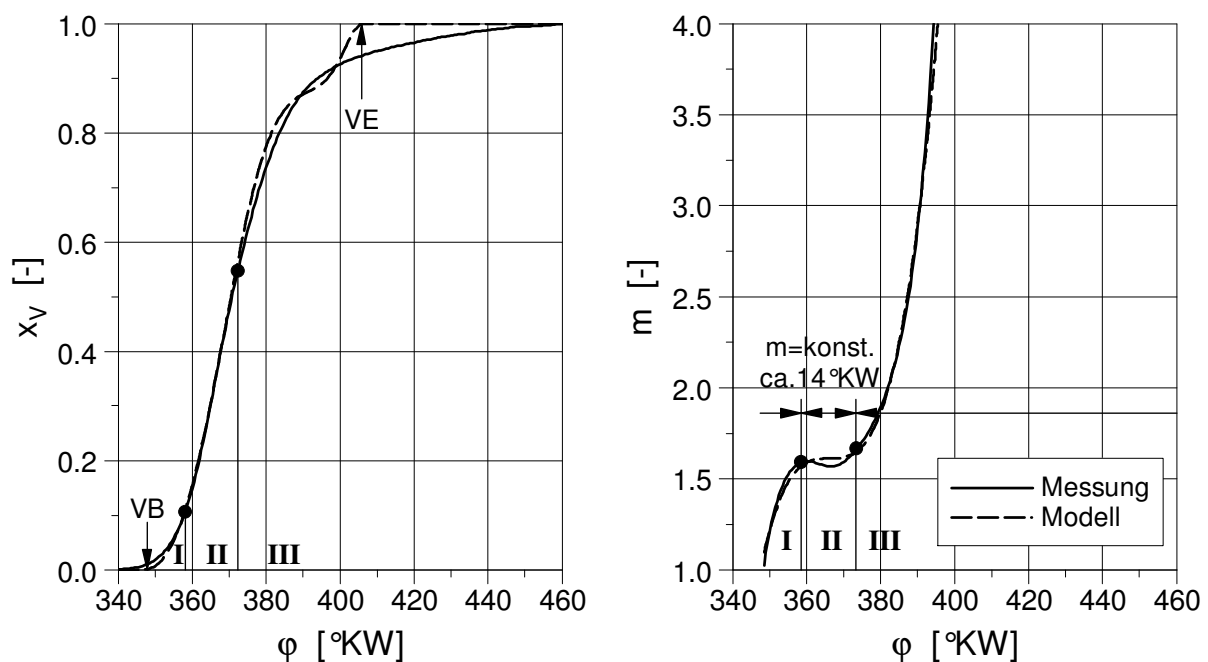


Abbildung 5.1: Modellierung der Energieumsetzung mit dem Wiebe-EBV mit variablem Formparameter (Homogenbetrieb, $n = 2000$ U/min, $p_{me} = 2$ bar)

Es ist zu erkennen, dass der Formparameter zu Anfang der Verbrennung recht klein ist. Dann steigt er stetig an und nimmt im Bereich von $358-372^\circ\text{KW}$ einen näherungsweise konstanten Wert an. Anschließend nimmt er wieder stark zu. Diese Zunahme von m ist die Folge der schleppenden Verbrennung in der Ausbrennphase.

Die Änderung des Formparameters während des Verbrennungsablaufes können als Änderungen im Reaktionsablauf interpretiert werden. Um die Faktoren, die diese Änderungen verursachen, erkennen zu können, wird der Verlauf eines idealen Flammenradius betrachtet. Aus der thermodynamischen Auswertung mit dem Zwei-Zonen-Modell ergibt sich das momentan verbrannte Volumen [4]. Unter der Annahme einer sphärischen Flammenausbreitung

5. Neue Modellansätze zur Brennverlaufsrechnung

kann damit der idealisierte Flammenradius berechnet werden. Wird der Verlauf des Flammenradius in Verbindung mit der Brennraumgeometrie betrachtet (Abbildung 5.2), so ist festzustellen, dass der Verbrennungsablauf in etwa drei Intervalle unterteilt werden kann, die mit der Ausbreitung der Flamme in unterschiedliche Brennraumbereiche in Verbindung gebracht werden können.

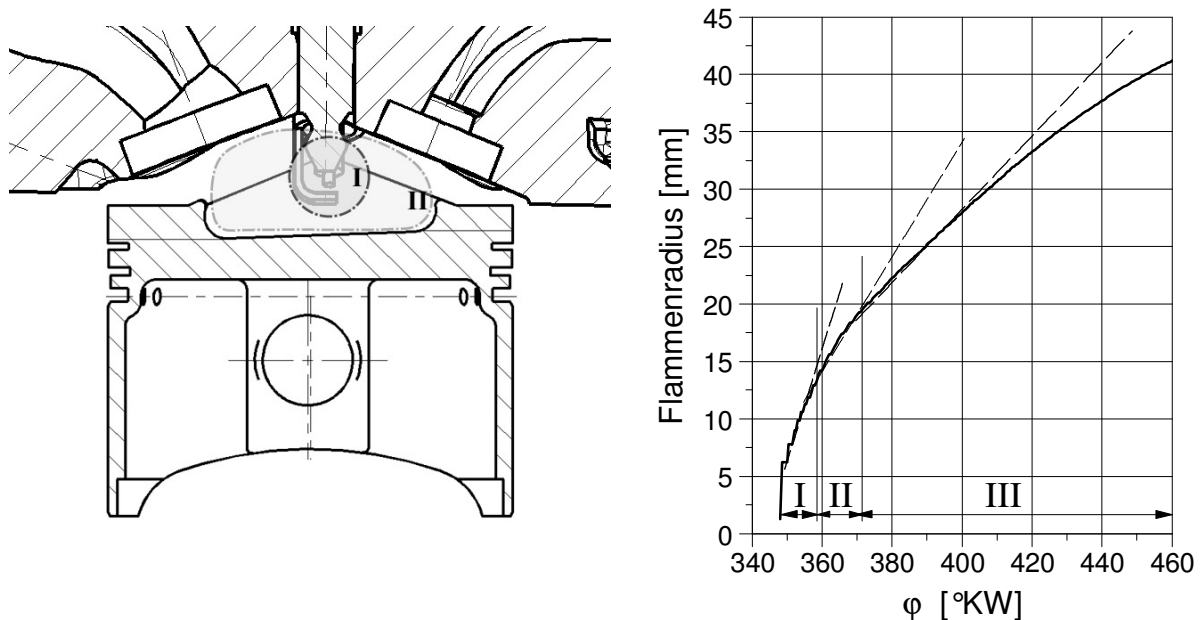


Abbildung 5.2: Idealisierter Flammenradius als Funktion der Kolbenstellung

Im ersten Intervall, in dem der Formparameter ansteigt, erreicht der Flammenradius den Wert von ca. 14 mm. Dieser Wert entspricht dem Abstand zwischen Zündkerzenelektroden und Kolben in der Nähe von ZOT. Erst hier kommt die Flamme mit dem Kolben in Berührung. Bis zu diesem Zeitpunkt sind lediglich 10% der Ladung verbrannt (Abbildung 5.1). Im folgenden Verbrennungsabschnitt, in dem der Formparameter nahezu konstant bleibt, breitet sich die Flamme bis zu einem Radius von ca. 22 mm aus. Hier wird auch die 50%-Energieumsatzlage erreicht. Obwohl der Bereich, in dem der Formparameter nahezu konstant bleibt, relativ klein ist, muss berücksichtigt werden, dass innerhalb dieses Zeitintervalls ein relativ großer Anteil der Kraftstoffmasse (ca. 40%) verbrannt wird. Da der mittlere Muldendurchmesser 42 mm beträgt, ist davon auszugehen, dass die Verbrennung in diesem Zeitraum fast ausschließlich innerhalb der Kolbenmulde stattfindet. Es muss weiterhin berücksichtigt werden, dass sich das Brennraumvolumen in der Nähe des ZOT's ($350^{\circ}\text{KW} < \phi < 370^{\circ}\text{KW}$) kaum ändert. Erst ab ca. $\phi > 372^{\circ}\text{KW}$ (Intervall III) ändert sich das Brennraumvolumen deutlich. Gleichzeitig steigt auch der Formparameter deutlich an. Der Flammenradius nimmt vor allem aufgrund von Expansion und Reaktionsfortschritt zu. Gleichzeitig sinkt die Gastempe-

ratur wegen der Expansion und des zunehmenden Wandkontaktes der Flamme. Dieses Verhalten wird durch einen Anstieg des Formparameters modelliert.

Der Verlauf des Formfaktors kann mit einem Polynom dritter Ordnung modelliert werden. Diese Nachbildung mit einem Polynom ist aber eine rein empirische Betrachtungsweise, die zwar zur Trennung einzelner Verbrennungsphasen recht hilfreich sein kann, sich aber für eine Verallgemeinerung nicht gut eignet. Da aber ein wesentlicher Schwerpunkt dieser Arbeit die Verallgemeinerung des Modellansatzes auf einen breiten Anwendungsbereich hin ist, wird dieser Ansatz nicht weiterverfolgt. Diese Betrachtung hat aber gezeigt, dass die Energieumsetzung in unterschiedliche Bereiche aufgeteilt werden sollte, die die Flammenausbreitung in unterschiedlichen Brennraumzonen erfasst. Unter Berücksichtigung der zuvor dargestellten Zeitabschnitte der Verbrennung wird im folgenden ein erweiterter Ansatz des Wiebe-EBV's dargestellt, der die entsprechende Verallgemeinerung erlaubt.

5.2. Einzel-Wiebe-Ansatz mit korrigierter Brenndauer

Der im Kap. 5.1 vorgestellte Ansatz zeigt, dass eine Erweiterung des Wiebe-Ansatzes durch Aufteilung des Energieumsatzprozesses in mehrere Phasen prinzipiell eine Verbesserung der Modellierungsqualität ermöglicht.

Im Kap. 3.1.2 ist die Abhängigkeit der Flammengeschwindigkeit von Temperatur, Druck, Luftverhältnis, Restgasanteil sowie Turbulenzintensität dargestellt. Bei Betrachtung der realen Verbrennung muss aber zusätzlich noch die Inhomogenität des Ladungszustandes berücksichtigt werden. Der Wert der Parameter T , p , λ , x_{RG} , u' variiert in den unterschiedlichen Brennraumbereichen. Wird der Brennraum in hinreichend kleine Teilvolumina V_i aufgeteilt (Abbildung 5.3), kann für jedes einzelne Volumenelement angenommen werden, dass sich die Verbrennungsgeschwindigkeit innerhalb des Volumenelements nicht ändert, d.h. hier ist ein konstanter Ansatz für die jeweilige Teilverbrennung möglich. Die Verbrennung ist dementsprechend abgeschlossen, wenn alle Teilvolumina von der Flammenfront durchlaufen wurden. Die gesamte Brenndauer ergibt sich somit aus der Summe der Teilbrenndauern. Ziel muss es nun sein, die Anzahl der Teilbrenndauern soweit zu reduzieren, dass mit einem Minimum an Teilvolumina eine möglichst realistische Modellierung möglich ist. Ein möglicher Weg zur Modellierung der Verbrennung durch Aufteilung des Brennraums in mehreren Teilvolumina wurde z. B. von Fiveland [57] gezeigt.

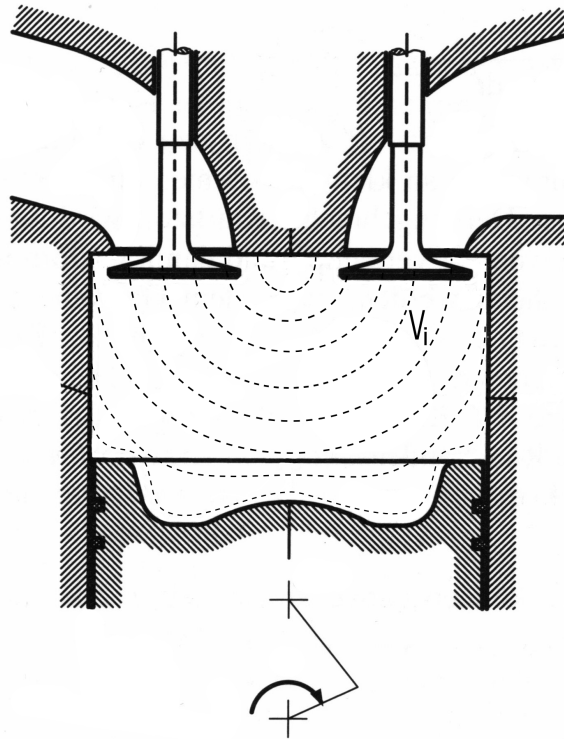


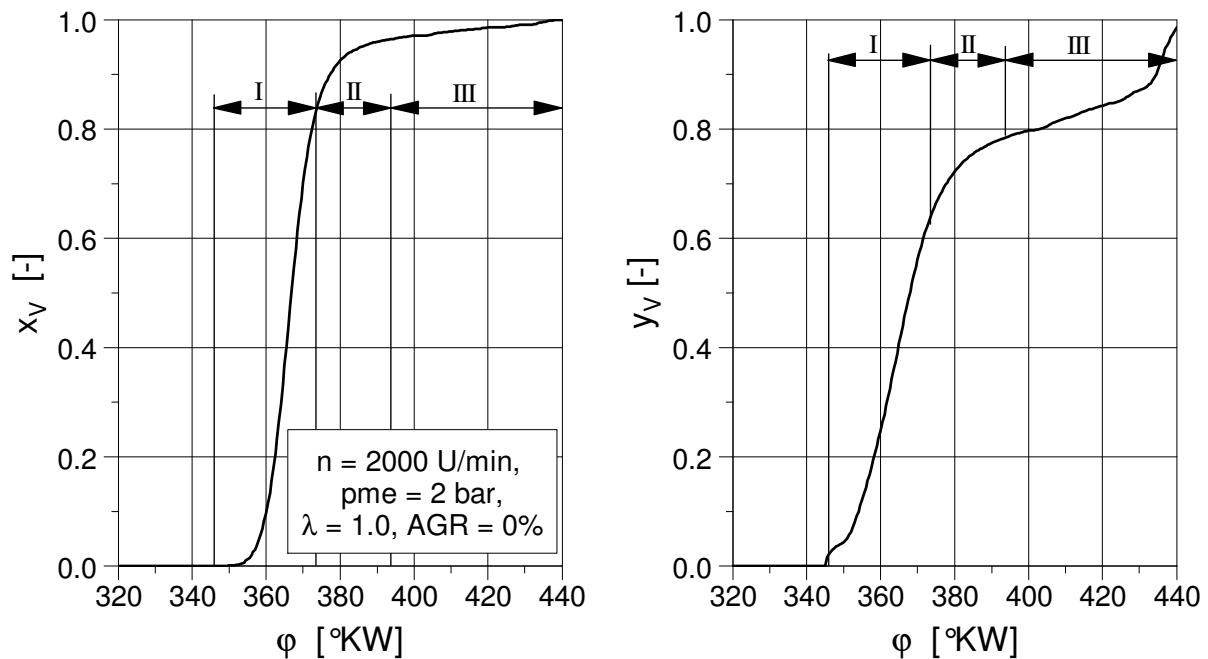
Abbildung 5.3: Aufteilung des Brennraums in Teilvolumina

Informationen über den Verlauf der Verbrennungsgeschwindigkeit können aus der Betrachtung des Brennverlaufs ermittelt werden. Mit der verbrannten Fraktion x_V kann die Wiebe-Brennfunktion wie folgt invertiert werden (Gleichung (5-2)):

$$y_V(x_V) = \left[\frac{\ln(1 - x_V)}{-a} \right]^{\frac{1}{m+1}} \quad (5-2)$$

Die normierte Brennzeit y_V stellt die durchlaufene Brenndauer für die betrachtete Fraktion x_V dar. Der Formparameter m sowie der Umsatzparameter a sind schon vorher auf die bekannte Weise bestimmt worden. Der Verlauf der normierten Brennzeit in Abhängigkeit von der verbrannten Fraktion ist in Abbildung 5.4 rechts dargestellt. Die Steigung der Kurve stellt die Verbrennungsgeschwindigkeit dar. In diesem Diagramm sind zwei Bereiche mit nahezu linearem Kurvenanstieg deutlich zu sehen (Bereiche I und III). Dazwischen liegt eine Übergangszone (Bereich II).

5. Neue Modellansätze zur Brennverlaufsrechnung

Abbildung 5.4: Verlauf der verbrannten Fraktion x_v und der normierten Brennzeit y_v

Basierend auf dieser Beobachtung wird die Anzahl der Teilvolumina für die Modellierung des Verbrennungsprozesses auf 3 Zonen begrenzt:

I. Kernzone (Hauptumsatzphase):

Es liegt eine weitgehend reaktionskinetisch- und ladungswechselgesteuerte Verbrennung vor, die dem Charakter der idealen Wiebeverbrennung sehr nahe kommt, das heißt, der Wärmeübergang ist gering und die Flamme kann sich noch weitgehend ohne Wandberührung sphärisch ausbreiten.

II. Übergangszone (Übergangsphase):

Mit Abnahme der Brenngeschwindigkeit wird eine Abweichung vom idealen Verbrennungsablauf beobachtet. In mehreren Bereichen der Flammenfront findet Wandberührung statt. Die lokalen Randbedingungen für die Verbrennung (T , p , λ) weichen vom Wert innerhalb der Kernzone ab.

III. Randzone (Ausbrennphase):

Die Verbrennung wird durch Randeinflüsse wie Temperaturabsenkung durch Expansion und Wärmeübergang sowie Spaltgeometrien weitgehend dominiert. Zusätzlich findet eine Abnahme der Flammenoberfläche wegen der Wandberührung statt.

Die Übergangszone ergibt sich aufgrund der Tatsache, dass der Übergang zwischen Kern- und Randzone nicht gleichzeitig längs der gesamten Flammenfront stattfindet, sondern zeitlich verschoben an unterschiedlichen Stellen der Flammenfront.

Der reaktionskinetische Charakter der Verbrennung bleibt weitgehend unverändert in den einzelnen Brennraumvolumina, lediglich die Verbrennungsgeschwindigkeit unterscheidet sich aufgrund von Ladungsbewegung und Oberflächenzunahme. Aus diesem Grund wird die gesamte Energieumsetzung weiterhin auf Basis des Wiebe-Ansatzes modelliert, die Variation der Brenngeschwindigkeit wird aber durch veränderte Teilbrenndauern berücksichtigt.

Der Formfaktor repräsentiert bei dieser Betrachtung den reaktionskinetischen Charakter der Verbrennung und wird für die drei Zonen jeweils als konstant angenommen. Die sich ändernden Randbedingungen werden demzufolge allein durch angepasste Teilbrenndauern berücksichtigt.

5.2.1. Mathematische Formulierung des Modells

In den folgenden Ausführungen sind die mathematischen Ableitungen des Modells nicht enthalten. Sie sind aber im Anhang A.1 vollständig ausgeführt.

Wie zuvor erwähnt, wird der formelmäßige Zusammenhang des Wiebe-Brennverlaufs beibehalten:

$$x_V = 1 - e^{-a \cdot y_V^{m+1}} \quad (3-19)$$

Die Parameter des Wiebe-Ersatzbrennverlaufes mit dem Formparameter m , dem Verbrennungsbeginn VB und der Verbrennungsdauer VD werden ausschließlich aus dem Verlauf der Energieumsetzung während der Hauptverbrennung (Phase I in Abbildung 5.4) bestimmt. Die Übergangs- sowie die Ausbrennphase (Phase II und III) werden dabei zunächst nicht berücksichtigt, da die Aufgabe der Wiebe-Funktion jetzt ausschließlich die Modellierung der Hauptverbrennung ist. Mit den Methoden der logarithmischen Anamorphose [26] und der kleinsten Fehlerquadrate kann die optimale Deckung innerhalb des gewünschten Bereiches erzielt werden. Die Parameter VB und VD sind Modellierungsgrößen, die nicht den realen Brennbeginn und die reale Brenndauer darstellen, sondern nur der möglichst realistischen Nachbildung der ersten Teilverbrennung dienen. Dabei wird der idealisierte VB iterativ ausgehend vom Zündzeitpunkt nach spät variiert, bis der Summenfehler sein Minimum erreicht [34]. Alternativ können für die Bestimmung des idealisierten Verbrennungsbeginns und des Verbrennungsendes der ersten Teilverbrennung Definitionen getroffen werden, z. B. $VB = 1\%$ -Lage und $VE = 90\%$ -Lage und der Formparameter kann so berechnet werden, dass die 50% -Lage mit der der gesamten Verbrennung übereinstimmt. In der Praxis liefern beide Verfahren gleichwertige Ergebnisse.

5. Neue Modellansätze zur Brennverlaufsrechnung

Durch zahlreiche Untersuchungen an unterschiedlichen Motoren wurde festgestellt, dass der so berechnete Formparameter m sich bei einer Variation der Betriebsparameter nur geringfügig ändert. Abbildung 5.5 zeigt dies beispielhaft für die Versuchsträger II und III. Daher wird der Wert des Formparameters bei jedem Motor nur einmal bei einem Referenzpunkt festgelegt und dann konstant gehalten.

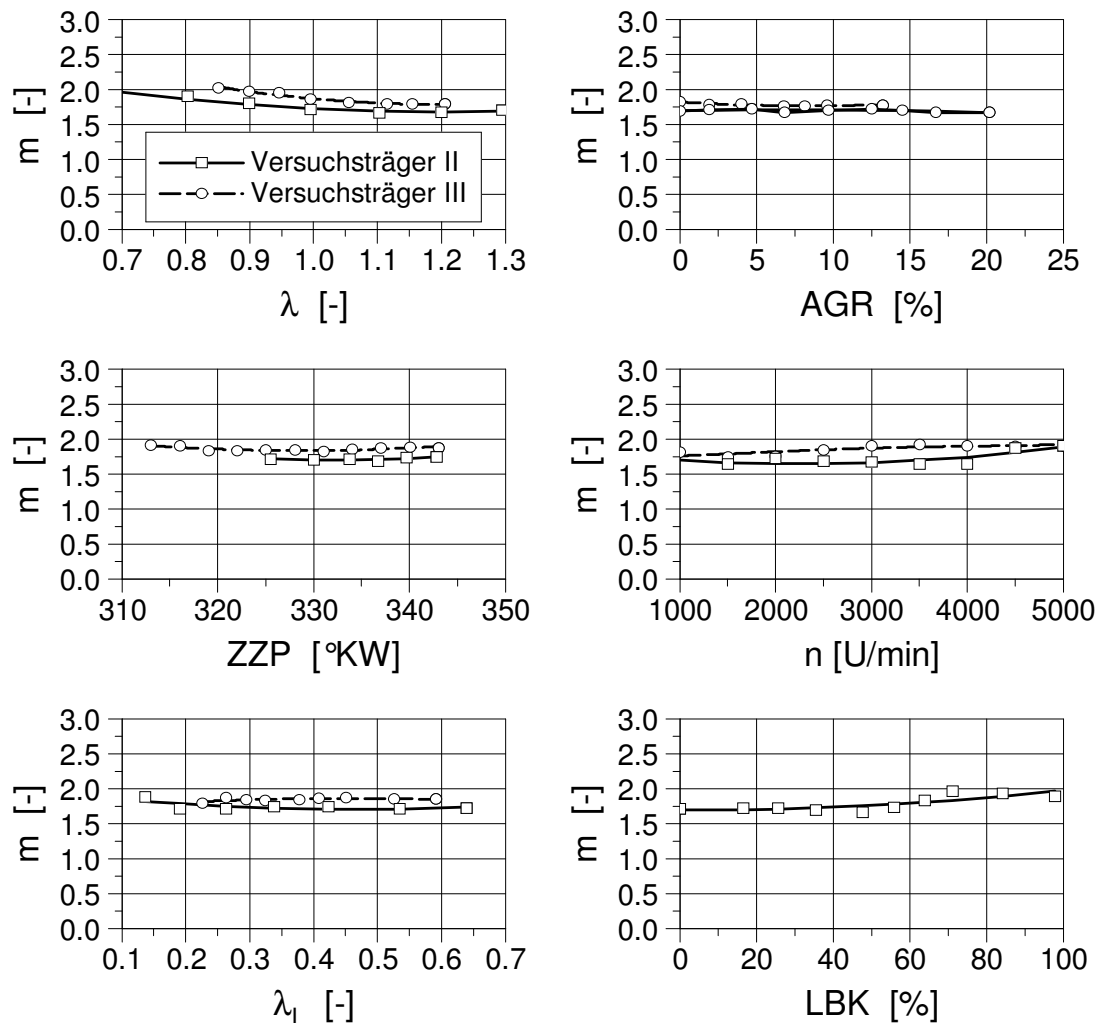


Abbildung 5.5: Änderung des Formparameters m bei einer Variation der Betriebsparameter bei Versuchsträger II und III

Die folgenden Werte erwiesen sich als geeignet:

Versuchsträger I:	$m = 1.7$
Versuchsträger II:	$m = 1.8$
Versuchsträger III:	$m = 1.9$
Versuchsträger IV:	$m = 2.5$

Für die Ausbrennphase wird der zuvor berechnete Formparameter beibehalten, während die Verbrennungsdauer angepasst wird. Die Verbrennungsdauer in der Randzone muss aus dem Verlauf der normierten Brennzeit $y_V(\varphi)$ in der Randzone gewonnen werden (Abbildung 5.6).

5. Neue Modellansätze zur Brennverlaufsrechnung

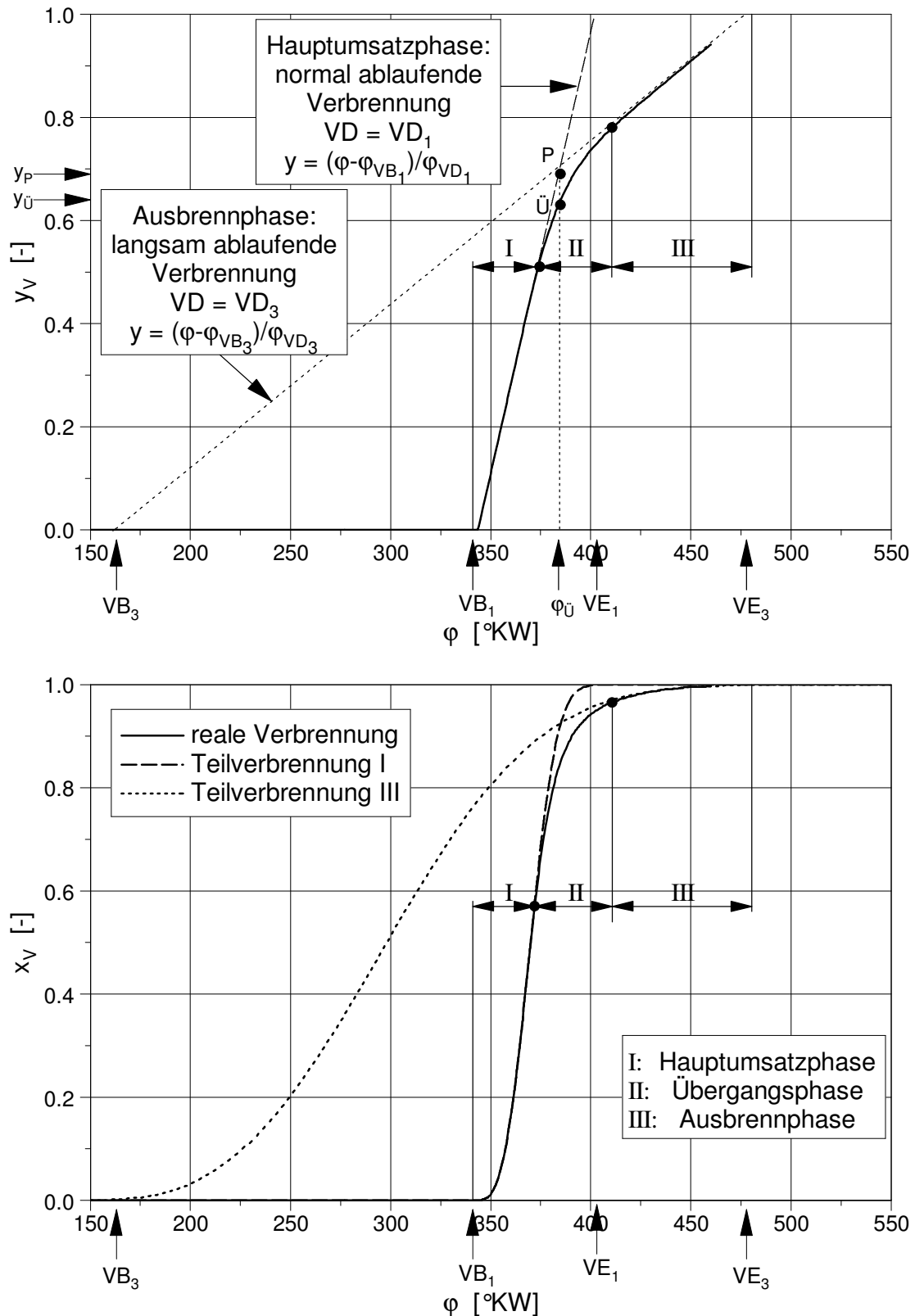


Abbildung 5.6: Gegenüberstellung der Verläufe der normierten Brennzeit y_v (oben) und der verbrannten Fraktion x_v (unten) und die Aufteilung der Verbrennung in eine schnellere und eine langsamere Umsetzung, getrennt durch eine Übergangsphase

5. Neue Modellansätze zur Brennverlaufsrechnung

Beim klassischen Wiebe-Ansatz ist die Brennzeit y_V eine lineare Funktion vom Kurbelwinkel. Es gilt $y_V = 0$ bei VB und $y_V = 1$ bei VE. Die Steigung der Geraden ist der Kehrwert der VD der gesamten Verbrennung:

$$y_V = \frac{dy_V}{d\varphi} \cdot d\varphi + y_0 \quad (5-3)$$

$$\frac{dy_V}{d\varphi} = \frac{1}{VE - VB} = \frac{1}{VD} \quad (5-4)$$

Beim erweiterten Wiebe-Ansatz ist $y_V(\varphi)$ keine einfache lineare Funktion vom Kurbelwinkel wie beim klassischen Wiebe-Ansatz, sondern es ist für die Darstellung der Ausbrennphase eine zweite lineare Funktion nötig, wie in Abbildung 5.6 zu erkennen ist. Die Steigung der zweiten Geraden entspricht dem Kehrwert der Modellierungsbrenndauer in der Randzone VD_3 . Die beiden Geraden treffen sich beim Übergangspunkt $P(\varphi_{\ddot{U}}, y_P)$, der den idealen Übergang zwischen Hauptumsatzphase und Ausbrennphase darstellt. Aus dem Verlauf der normierten Zeitkoordinate lässt sich der reale Wert $y_V(\varphi_{\ddot{U}})$ als Punkt $\ddot{U}(\varphi_{\ddot{U}}, y_{\ddot{U}})$ definieren.

Wie zuvor erwähnt, sind die Parameter VB und VD nur Modelliergrößen. Die effektiven Übergänge zwischen den Teilverbrennungen werden durch folgende Parameter definiert:

- φ_0 : Beginn der Hauptumsatzphase ($\varphi_0 = VB_1$)
- φ_1 : Beginn der Übergangsphase
- φ_2 : Beginn der Ausbrennphase
- φ_3 : Ende der Ausbrennphase ($\varphi_3 = VE_3$)

Aus dem Verlauf von $y_V(\varphi)$ in Abbildung 5.6 wird auch deutlich, dass der Zonenübergang ohne Unstetigkeiten stattfindet. Der Wert der idealisierten Brenndauer innerhalb der Übergangsphase VD_2 ändert sich von VD_1 zu VD_3 nicht sprunghaft beim Übergangspunkt $\varphi_{\ddot{U}}$, sondern stetig. Es wird also eine Übergangsfunktion benötigt, die den Verlauf der Brenndauer $VD_2(\varphi)$ während der Übergangsphase realistisch und weitgehend allgemein gültig nachbildet.

Der Wert der Verbrennungsdauer kann aus der Ableitung der Zeitkoordinate $y_V(\varphi)$ nach dem in Gleichung (5-4) dargestellten Zusammenhang berechnet werden. In Abbildung 5.7 ist der Verlauf der Brennzeit y_V (oben) und ihrer ersten Ableitung $dy_V/d\varphi$ für eine Anzahl von diskreten Punkten während der Übergangsphase dargestellt.

5. Neue Modellansätze zur Brennverlaufsrechnung

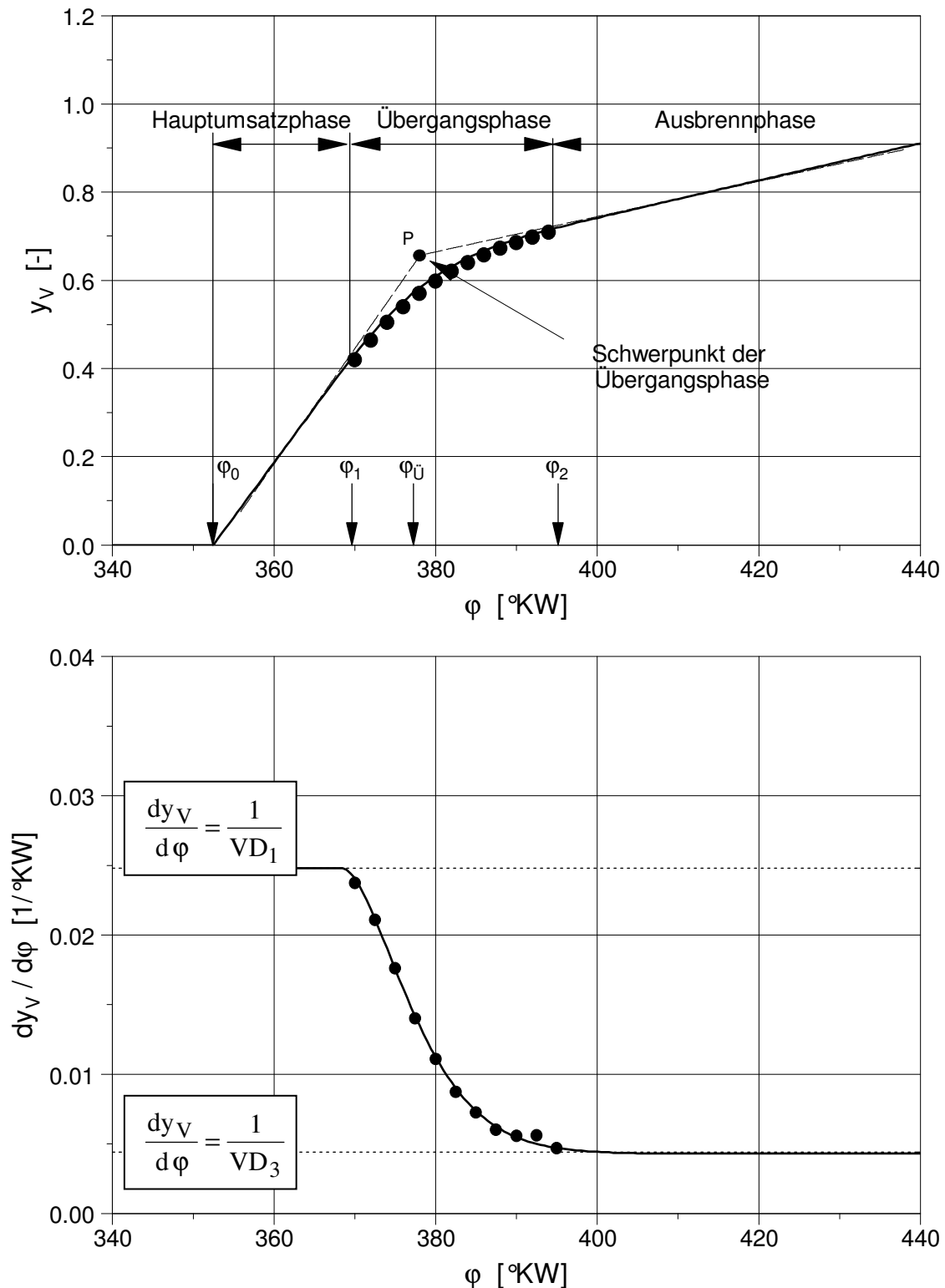


Abbildung 5.7: Verlauf der normierten Brennzeit und ihrer Ableitung während der Übergangsphase

Die Definition der Übergangsfunktion erfolgte mit Hilfe einer statistischen Betrachtung einer großen Anzahl von Messwerten der vier untersuchten Motoren. Aus diesem umfangreichen Datensatz wurde die statistisch wahrscheinlichste Übergangsfunktion abgeleitet (Abbildung

5. Neue Modellansätze zur Brennverlaufsrechnung

5.8), das heißt, für jeden betrachteten Punkt wurde die statistische Normalverteilung berücksichtigt und der Wert mit der größten Häufigkeit gewählt. Anschließend wurde eine Funktion gesucht, die den Verlauf dieser wahrscheinlichsten Punkte am besten nachbildet.

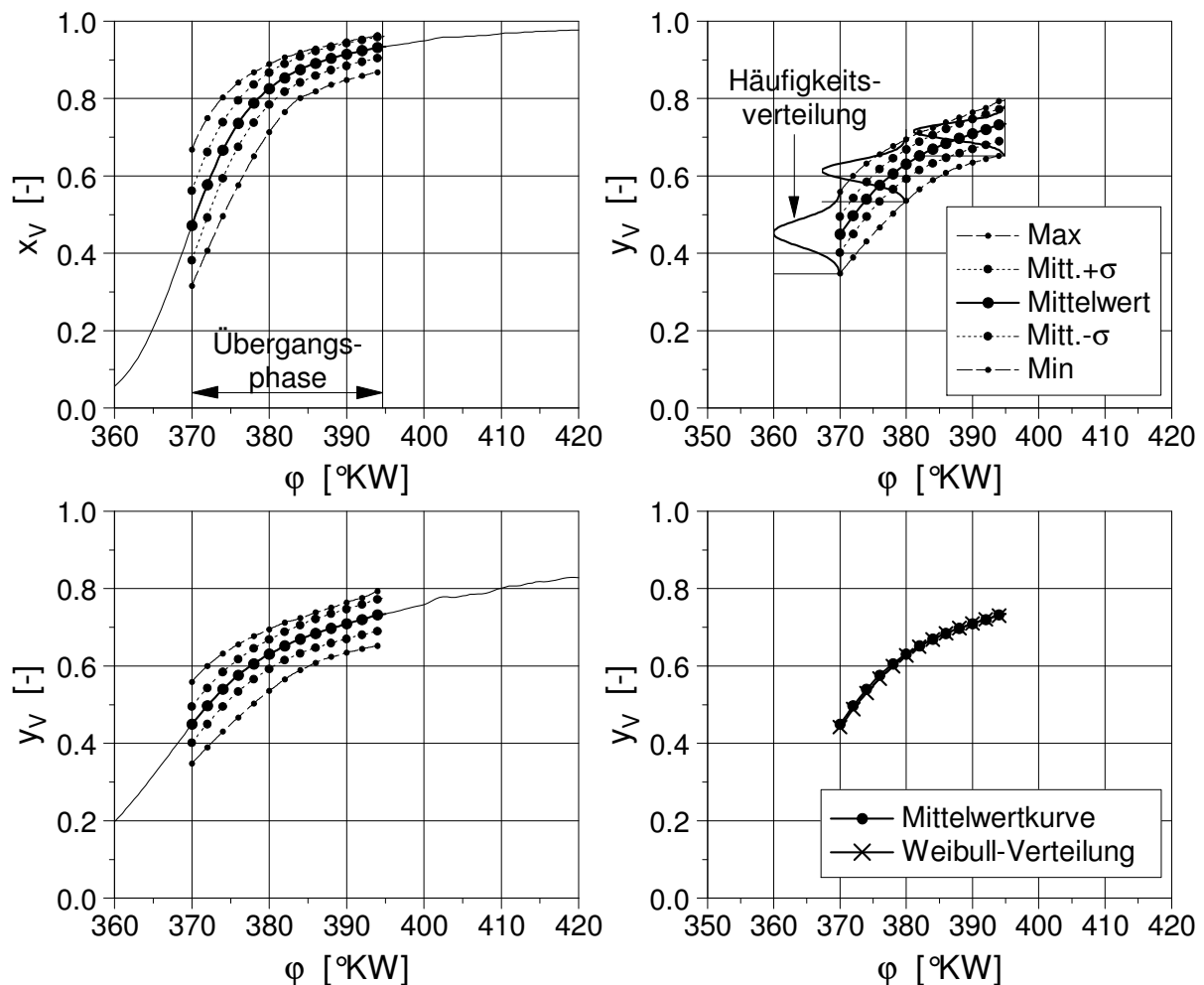


Abbildung 5.8: Ableitung der statistisch wahrscheinlichsten Übergangsfunktion

Die Übergangsfunktion ist somit die statistisch abgesicherte, wahrscheinlichste Funktion, die das Eintreten der Flammenfront in die Randzone charakterisiert. Das heißt, der Beginn der Übergangszone stellt den Zeitpunkt der Verbrennung dar, an dem Wandberührung der Flamme beginnt. Am Ende der Übergangszone ist dieser Vorgang weitgehend abgeschlossen.

Die besten Ergebnisse für die Übergangsfunktion werden mit der asymmetrischen, exponentiellen Weibull-Verteilung erzielt [58].

5. Neue Modellansätze zur Brennverlaufsrechnung

Die kumulative Wahrscheinlichkeitsfunktion $F_W(x)$ und die Verteilungsfunktion $f_W(x)$ als erste Ableitung der Wahrscheinlichkeitsfunktion sind in Gleichung (5-5) bzw. (5-6) zu sehen:

$$F_W(x) = 1 - e^{-\left(\frac{x}{\beta}\right)^\alpha} \quad (5-5)$$

$$f_W(x) = \frac{\alpha}{\beta} \left(\frac{x}{\beta}\right)^{\alpha-1} e^{-\left(\frac{x}{\beta}\right)^\alpha} \quad (5-6)$$

Die Weibull-Verteilung wird durch zwei Parameter definiert: den Formfaktor α und den Skalierfaktor β . Der Formfaktor bestimmt den Verlauf der Verteilungsfunktion. Niedrige Werte von α bedeuten, dass der Zonenübergang am Anfang schnell stattfindet, um nachher langsamer zu werden, während ein hoher Wert von α bedeutet, dass der Übergang langsam anfängt, und dass die maximale Häufigkeit später erreicht wird. Der Skalierfaktor β ist ein Maß für die Geschwindigkeit des Zonenüberganges.

Der Verlauf der Verteilungsfunktion $f_W(x)$ bei unterschiedlichen Werten der Parameter α und β ist in Abbildung 5.9 dargestellt.

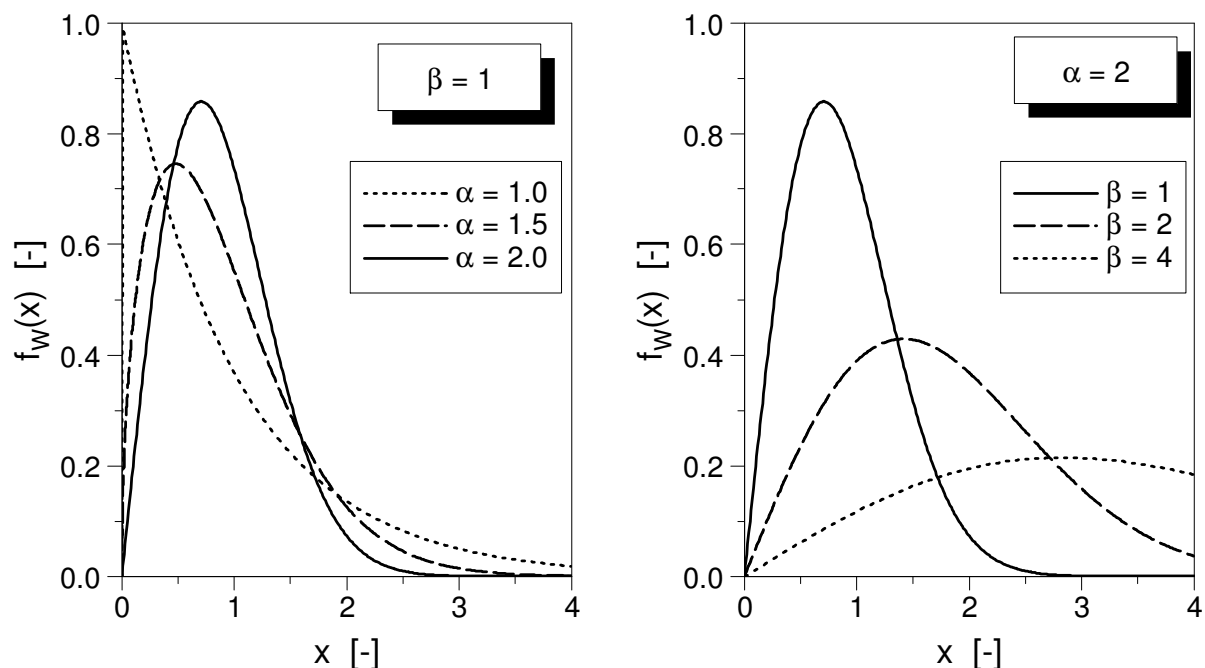


Abbildung 5.9: Weibull-Verteilungsfunktion $f_W(x)$ bei unterschiedlichem Formfaktor α und Skalierfaktor β

In der Praxis zeigt sich, dass eine Anpassung von α kaum eine Verbesserung der Modellierungsqualität ermöglicht (Abbildung 5.10). Die Änderung des Verlaufes der Energieumsetzung während der Übergangsphase infolge einer Variation von α ist kaum zu

5. Neue Modellansätze zur Brennverlaufsrechnung

erkennen. Dies weist darauf hin, dass sich in der Modellierung der Charakter des Zonenübergangs qualitativ kaum ändert. Aus diesem Grund wird der Formfaktor α nicht weiter angepasst sondern auf den festen Wert von $\alpha = 1.5$ gesetzt, womit die beste Abbildungsqualität bei dem vorliegenden Modellierungsdatensatz erreicht wird.

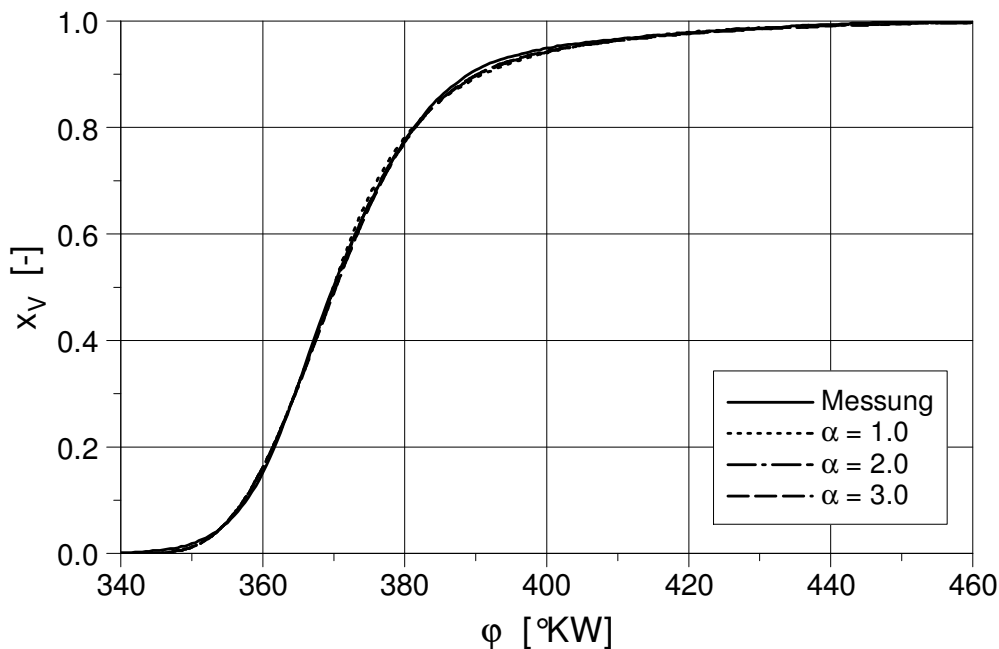


Abbildung 5.10: Verlauf der realen und der abgebildeten Energieumsetzung bei unterschiedlichen Werten von α

Die Ermittlung des Wertes von β erfolgt basierend auf dem Verlauf der normierten Brennzeit $y_v(\varphi)$. Da der Abstand zwischen den Punkten P und \ddot{U} in Abbildung 5.6 abhängig von der Schnelligkeit des Überganges ist, kann der Wert von β aus dem Abstand zwischen diesen Punkten berechnet werden .

$$\beta = \beta(y_P - y_{\ddot{U}}) \quad (5-7)$$

Für eine vollständige Erläuterung des mathematischen Verfahrens zur Berechnung von β wird auf Anhang A.1 verwiesen.

Der Verlauf der Übergangsphase ist exemplarisch für unterschiedliche Betriebspunkte bei den Versuchsträgern II und III in Abbildung 5.11 dargestellt. Die Anwendung der Weibull-Verteilung als Übergangsfunktion ermöglicht die Modellierung der Übergangsphase bei unterschiedlichen Betriebsbedingungen und unterschiedlichen Brennverfahren allein durch Anpassung des Skalierfaktors.

5. Neue Modellansätze zur Brennverlaufsrechnung

Dieser erweiterte Wiebe-EBV wird somit durch die folgenden 5 unabhängigen Parameter beschrieben:

$$VB_1, VD_1, VD_3, y_P, \beta.$$

Der Formparameter m muss nur einmal für jedes Brennverfahren für einen Referenzpunkt ermittelt werden, und bleibt für die Brennverlaufsrechnung innerhalb eines Kennfeldes konstant. Der Umsatzparameter a wird konstant gehalten mit dem Wert $a = 6.908$, da in Rahmen dieser Arbeit ausschließlich normierte Brennverläufe berechnet werden. Das Verfahren zur Berechnung der 5 unabhängigen Parameter wird im Anhang A.1 detailliert erläutert.

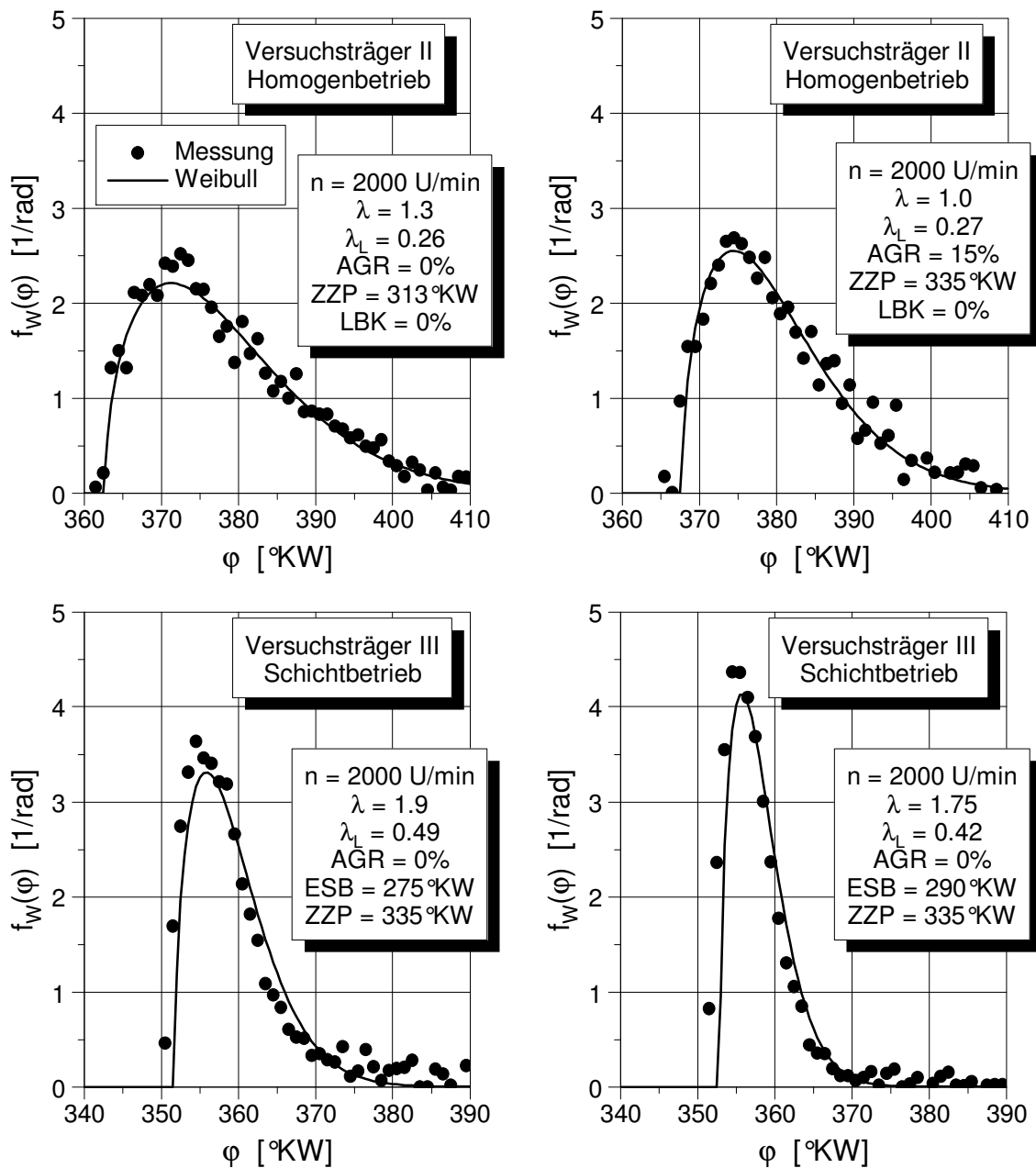


Abbildung 5.11: Verlauf der Weibull-Verteilung während der Übergangsphase in Vergleich mit diskreten Messwerten bei unterschiedlichen Betriebspunkten bei den Versuchsträgern II und III

5.2.2. Beispielanwendungen

Mit dem Verbrennungsmodell soll der Energieumsatz für die ottomotorische Verbrennung bei unterschiedlichen Versuchsträgern und Betriebsparametern nachgebildet werden.

Im Abbildung 5.12 ist der Verlauf der Energieumsetzung des Versuchsträgers II beim Betriebspunkt $n = 2000 \text{ U/min}$, $p_{me} = 2 \text{ bar}$ bei unterschiedlichen Luftverhältnissen dargestellt.

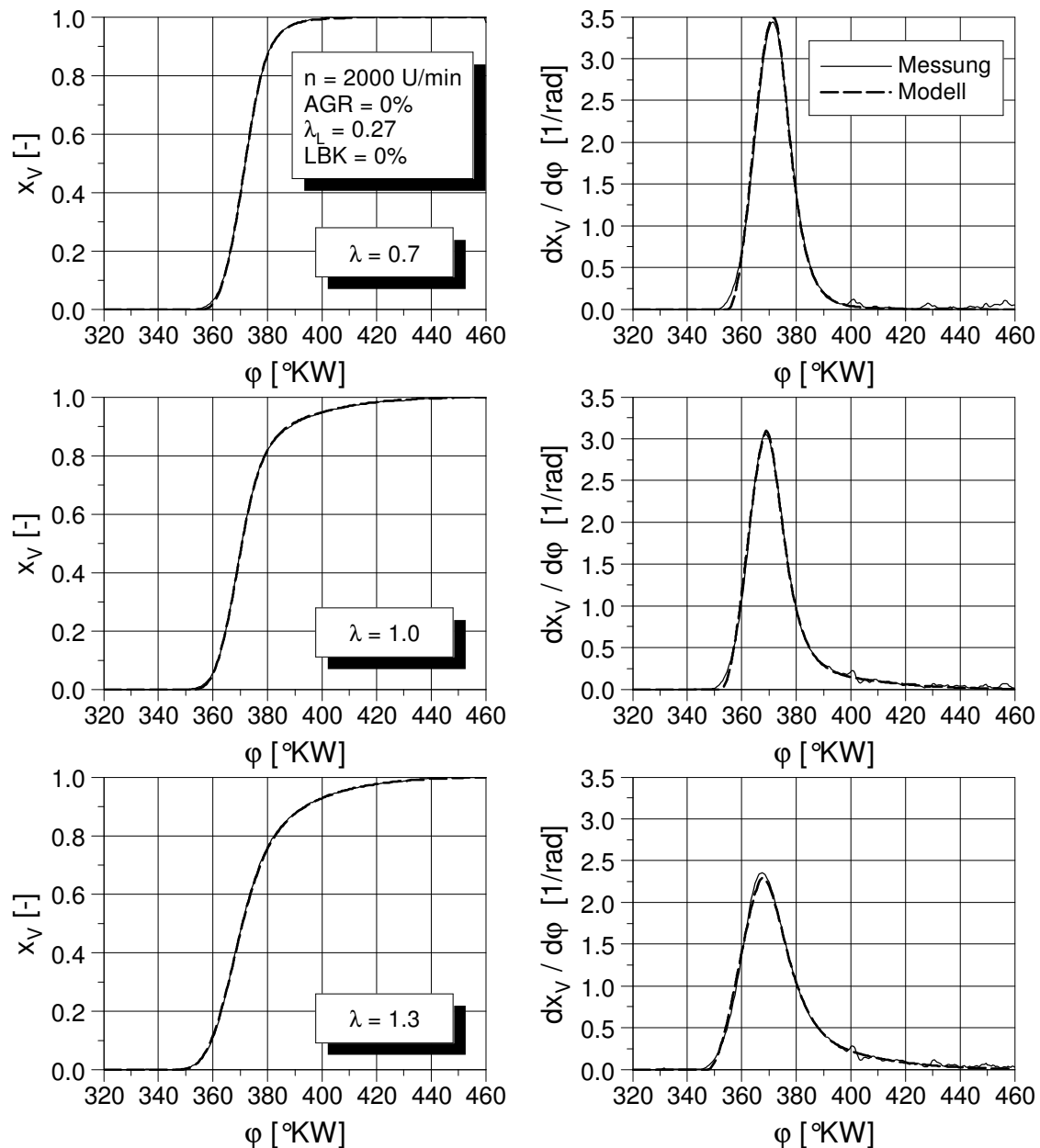


Abbildung 5.12: Vergleich zwischen realer Energieumsetzung und EBV im Homogenbetrieb beim Versuchsträger II bei unterschiedlichen Luftverhältnissen

Die Verbrennung kann sowohl bei einem mageren als auch bei einem fetten Gemisch realistisch nachgebildet werden. Die Modellierungsqualität ist für die gesamte Verbrennung gut, sowohl zu Beginn als auch in der Hauptumsatzphase bis hin zum Ende der Verbrennung.

5. Neue Modellansätze zur Brennverlaufsrechnung

Im Folgenden wird geprüft, ob der EBV auch die Verbrennung im Schichtbetrieb modellieren kann. In Abbildung 5.13 ist die Energieumsetzung des Versuchsträgers III bei unterschiedlichen Luftverhältnissen, sowie der jeweils zugehörige EBV dargestellt.

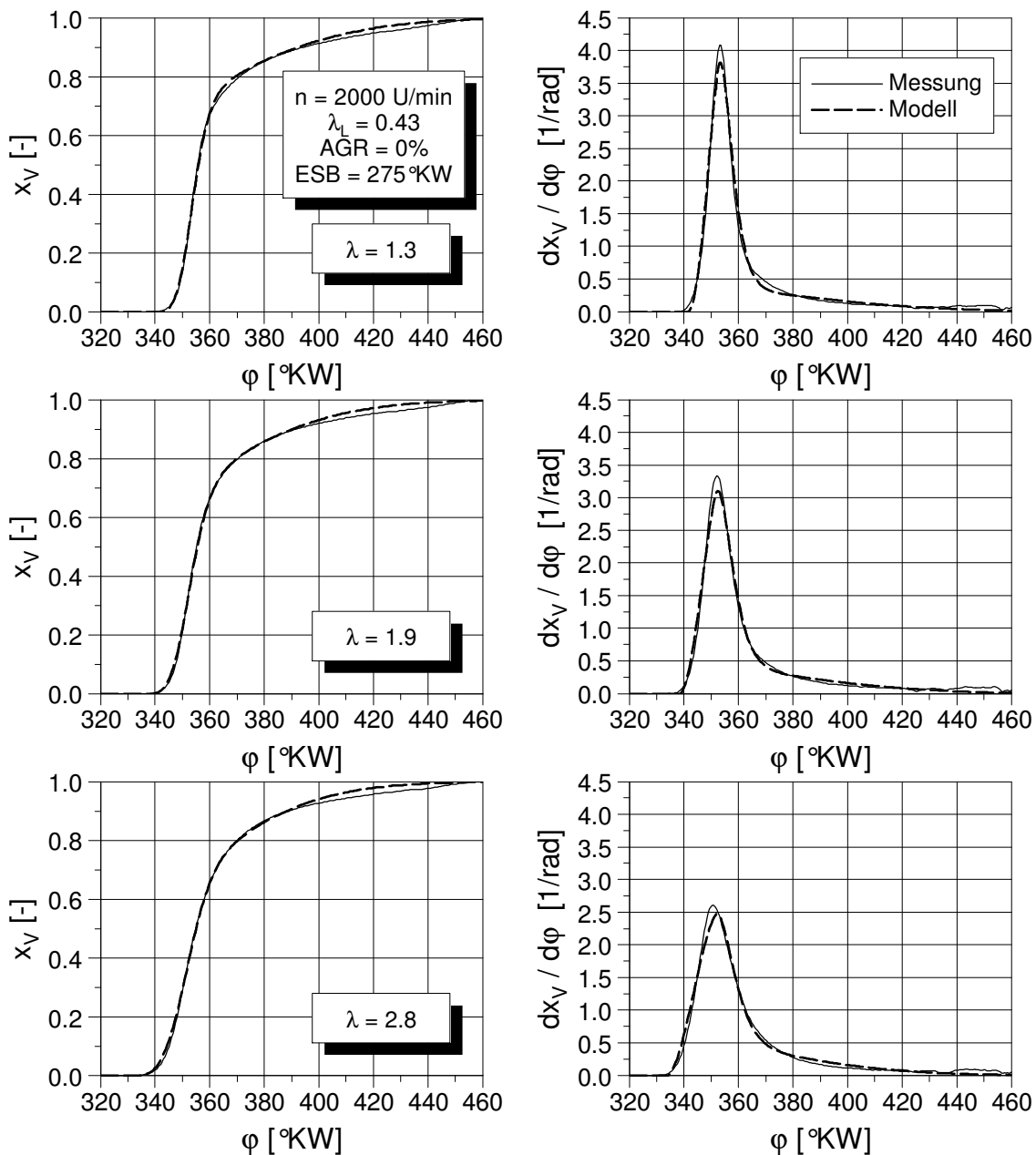


Abbildung 5.13: Vergleich zwischen realer Energieumsetzung und EBV im Schichtbetrieb
beim Versuchsträger III bei unterschiedlichen Luftverhältnissen

Hier ist die schleppende Ausbrennphase aufgrund der Ladungsschichtung noch deutlicher zu erkennen als im Homogenbetrieb. Die Geschwindigkeit der Energieumsetzung nimmt in der Hauptbrennphase bei steigendem Luftverhältnis ab, während sie in der Ausbrennphase davon nahezu unabhängig ist. Der hier beschriebene EBV kann also auch beim Schichtbetrieb den

5. Neue Modellansätze zur Brennverlaufsrechnung

Verlauf der Energieumsetzung bei unterschiedlichem Luftverhältnis sowohl in der Hauptverbrennung als auch in der Nachverbrennung mit guter Genauigkeit wiedergeben.

Die Kompatibilität zu unterschiedlichen Brennverfahren wurde ebenfalls untersucht. In Abbildung 5.14 ist der Verlauf der Energieumsetzung vom Versuchsträger I im Homogenbetrieb und vom Versuchsträger IV beim Betriebspunkt $n = 2000 \text{ U/min}$, $p_{me} = 2 \text{ bar}$ sowie der nachgebildete EBV dargestellt.

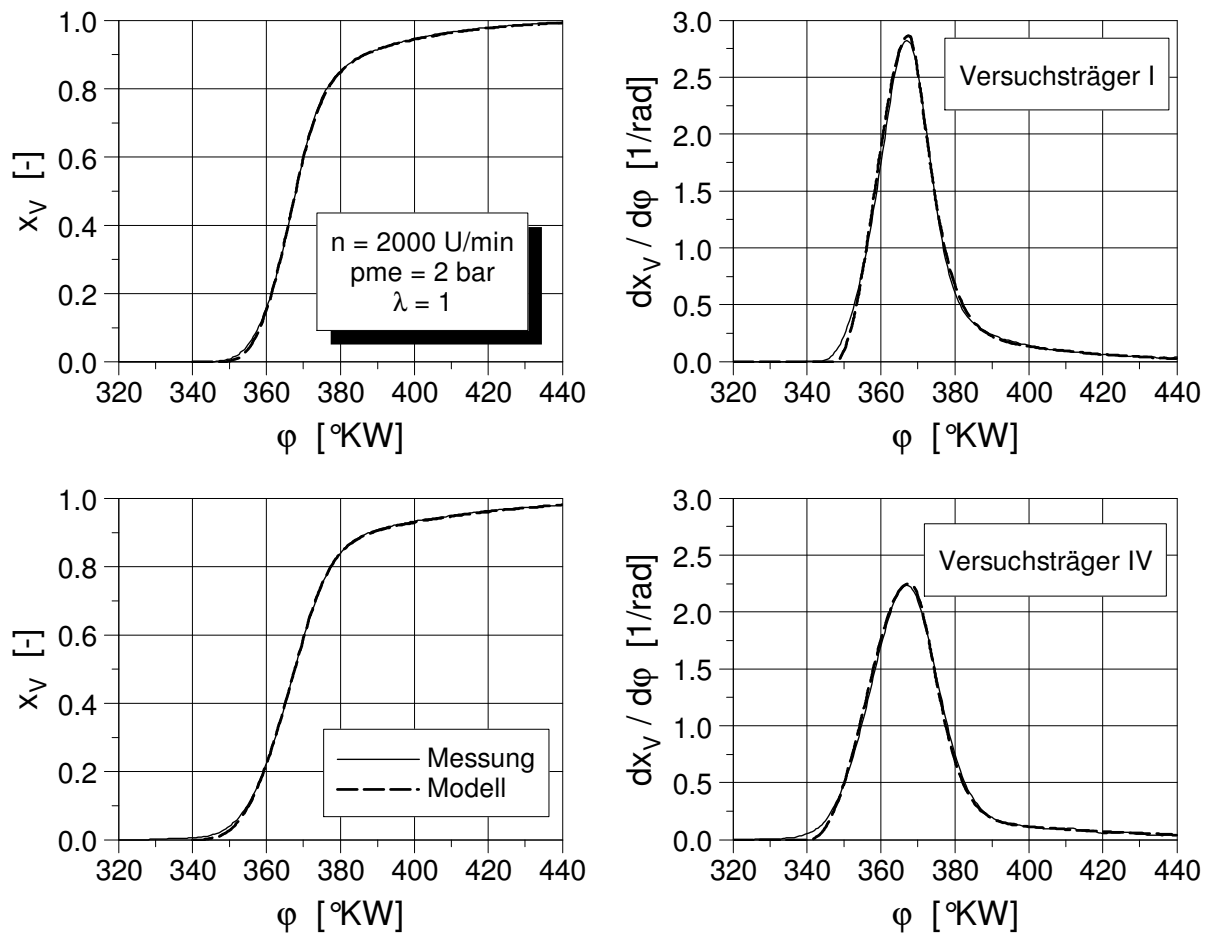


Abbildung 5.14: Realer und synthetischer Brennverlauf im Homogenbetrieb

Die EBV zeigen gute Übereinstimmung mit den aus Druckverlaufsanalysen gewonnenen Verläufen. Lediglich die Umsetzung bis zum 10%-Anteil wird in beiden Fällen geringfügig abweichend nachgebildet.

Der hier entwickelte EBV kann mit guter Genauigkeit auch Energieumsetzungsverläufe wiedergeben, die sich von der ottomotorischen Verbrennung stark unterscheiden. In Abbildung 5.15 sind der reale und der synthetische Brennverlauf eines schnelllaufenden PKW-

5. Neue Modellansätze zur Brennverlaufsrechnung

Dieselmotors mit einem Pumpe-Düse Einspritzsystem beim Betriebspunkt $n = 2000 \text{ U/min}$, $p_{me} = 2 \text{ bar}$ dargestellt. Die gesamte Energieumsetzung wird gut wiedergegeben. Eine eventuelle Vorverbrennung infolge einer Voreinspritzung muss aber als eine zusätzliche Teilverbrennung modelliert werden.

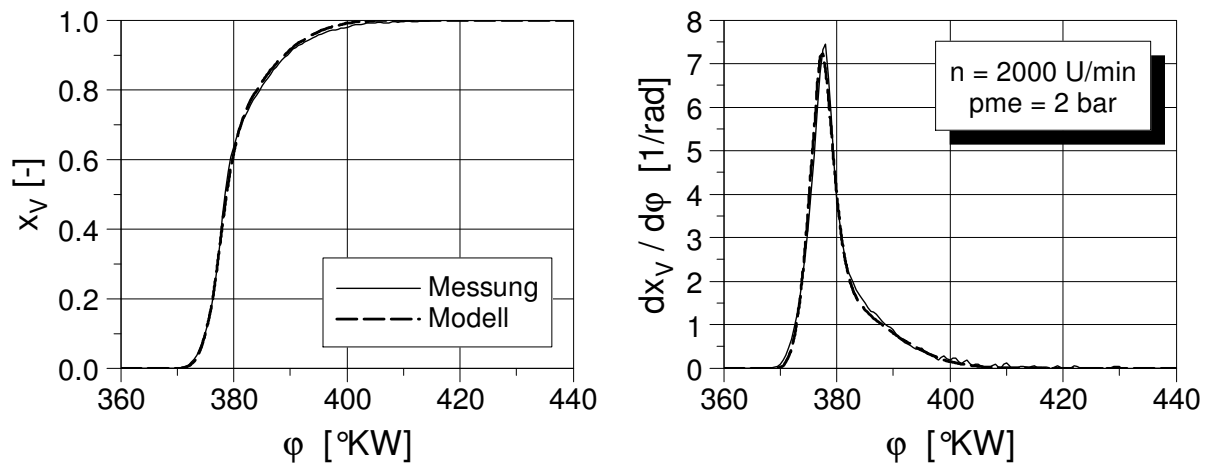


Abbildung 5.15: Kompatibilität des EBV's zur dieselmotorischen Verbrennung

In Abbildung 5.16 ist der reale und der synthetische Brennverlauf eines Benzinmotors mit homogener Kompressionszündung (HCCI) für den Betriebspunkt $n = 2000 \text{ U/min}$, $p_{me} = 2.4 \text{ bar}$ dargestellt. Im Vergleich mit einem Motor mit äußerer Gemischbildung (vgl. Abbildung 5.14) ist eine sehr langsame Anfangsphase der Energieumsetzung zu erkennen. Es wird ein hoher Maximalwert der Energieumsatzrate erreicht, vergleichbar mit einem Motor mit innerer Gemischbildung im Schichtbetrieb. Die Ausbrennphase wird relativ schnell abgeschlossen. Durch den frei wählbaren Formparameter kann das besondere Entflammungsverhalten dieses Brennverfahrens gut wiedergegeben werden. Auch das Maximum der Energieumsatzrate und die Ausbrennphase werden gut nachgebildet.

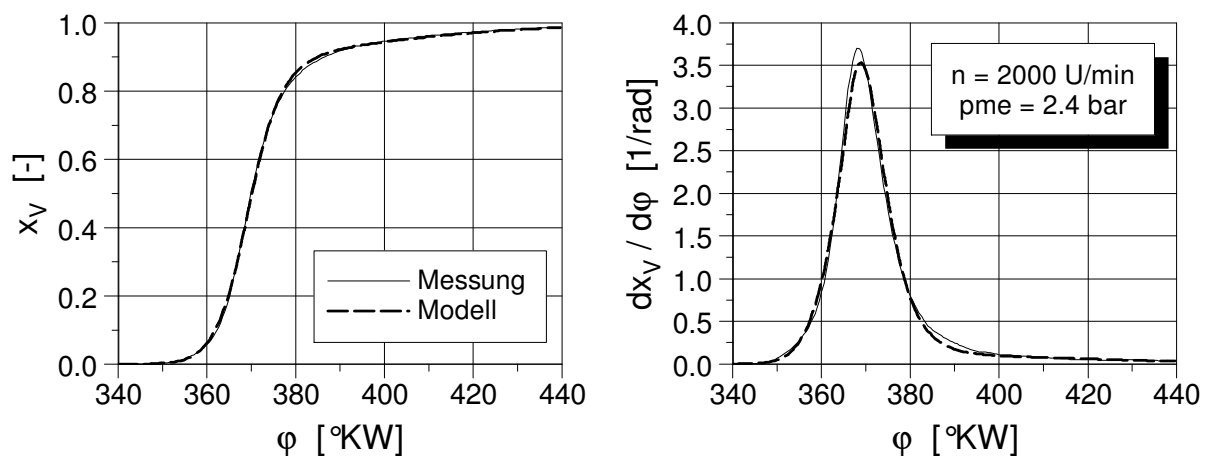


Abbildung 5.16: Kompatibilität des EBV's zur homogener Kompressionszündung (HCCI)

6. Erweiterung des Modells für Brennverlaufsrechnungen

Nachdem nun die Möglichkeit einer weitgehend universellen Modellierung der Einzelverbrennung gezeigt wurde, soll im folgenden versucht werden, den Einfluss sich ändernder Betriebsparameter auf den EBV aufzuzeigen und daraus ein Modell abzubilden, mit dem der EBV der Einzelverbrennung im Hinblick auf eine Kennfeldsimulation erweitert werden kann. Dazu wird zunächst der Einfluss der einzelnen Betriebsparameter experimentell untersucht.

6.1. Variation der Betriebsparameter im Homogenbetrieb mit innerer Gemischbildung

Im ersten Ergebnisblock wird ein Ottomotor mit einem luftgeführten Brennverfahren (Versuchsträger II in Kap. 4.1) betrachtet. Es wird der Parametereinfluss bei Homogenbetrieb untersucht. Ausgehend von einem Referenzpunkt wird die 50%-Energieumsatzlage durch eine Variation des ZZP's variiert, während die übrigen Betriebsparameter (λ , x_{RG} , n , λ_L , ESB) konstant bleiben. Die 50%-Energieumsatzlage, im folgenden 50%-Lage genannt, ist der Kurbelwinkel, bei dem 50% der im Kraftstoff enthaltenen Energie umgesetzt wird (6-1).

$$x_V(\varphi_{50\%}) = 0.5 \quad (6-1)$$

Anschließend wird jeweils ein Betriebsparameter variiert, während die 50%-Lage durch eine ZZP-Anpassung konstant gehalten wird, um diese Betriebspunkte aus Gründen der Vergleichbarkeit bei maximalem Wirkungsgrad zu betreiben.

Die Betriebsparameter des Referenzpunktes sowie der Variationsbereich sind in Tabelle 6.1 zusammengefasst.

	n	p_{me}	λ	AGR	ZZP	λ_L	LBK
	U/min	bar	-	%	°KW	-	%
Referenzpunkt	2000	2.0	1.0	0	343	0.27	0
Variationsbereich	1000-5000	0.1-8.3	0.7-1.4	0-29	328-352	0.14-0.71	0-100

Tabelle 6.1: Betriebsparameter im Homogenbetrieb, Versuchsträger II

6.1.1. Variation des Zündzeitpunktes

Die Darstellung der Energieumsetzung in Abbildung 6.1a zeigt eine deutliche Änderung des Kurvenverlaufes bei unterschiedlichen ZZP. Bei jedem Verlauf der Energieumsetzung lässt sich ein Bereich nahezu linearen Anstiegs definieren, im folgenden Linearitätsbereich ge-

6. Erweiterung des Modells für Brennverlaufsrechnungen

nannt, in Abbildung 6.1a markiert als Δx . Ausgehend von der bzgl. Wirkungsgrad optimalen 50%-Lage mit $ZZP = 340^\circ KW$ wird der lineare Bereich der Energieumsetzung bei Spätzündung länger und bei Frühzündung kürzer. Bei einer Früh-Verschiebung des ZZP 's wird das verschleppte Ausbrennen immer ausgeprägter.

In Abbildung 6.1b verlaufen der ZZP und die Linien der 1% und der 50%-Lage nahezu parallel. Es kann also zunächst von einer weitgehend konstanten Reaktionsgeschwindigkeit ausgegangen werden. Die 90%-Linie wird bei frühem ZZP vergleichsweise spät erreicht, das heißt, bei einem frühen ZZP erfolgt die Energieumsetzung zwischen 50% und 90% langsamer als bei einem später liegenden ZZP .

Zwei Faktoren können dieses Verhalten verursachen:

- Aufgrund der durch die Kolbenmulde charakterisierten Brennraumgeometrie ergeben sich Teilvolumina, in die die Flamme nur schwer eindringen kann (Quetschvolumina). Der Ladungsanteil, der sich in diesen Teilvolumina befindet, wird langsamer verbrannt. Bei einem späteren ZZP ist dieses Phänomen aufgrund der Expansion nach ZOT weniger deutlich.
- Bei einem frühen ZZP kann noch eine unvollständige Gemischbildung vorliegen. Es können also erhebliche Schwankungen der örtlichen Luftverhältnisse im Brennraum bestehen. Bei einem späteren ZZP steht mehr Zeit für die Gemischbildung zur Verfügung, es kann eine bessere Ladungshomogenisierung erreicht werden.

Abbildung 6.1c zeigt die Aufteilung der verbrannten Fraktionen auf die einzelnen Zonen. Der in der Hauptumsatzphase (Teilverbrennung I) umgesetzte Ladungsanteil steigt bei einer Spät-Verschiebung des ZZP 's deutlich an. Dieses Verhalten ist mit der Zunahme des Linearitätsbereiches in Abbildung 6.1a zu interpretieren. Der innerhalb der Übergangsphase (Teilverbrennung II) umgesetzte Ladungsanteil nimmt bei einer Spätverschiebung des ZZP 's um ca. 20% ab. Der in der Ausbrennphase (Teilverbrennung III) umgesetzte Ladungsanteil nimmt bei einer Früh-Verschiebung des ZZP 's zu. Dies stimmt mit dem ausgeprägt langsamen Ausbrennen in Abbildung 6.1a und mit dem steigendem Abstand zwischen der 50% und 90%-Lage in Abbildung 6.1b überein.

6. Erweiterung des Modells für Brennverlaufsrechnungen

Die Dauer der Hauptumsatzphase sowie die der Übergangsphase zeigen in Abbildung 6.1d nur eine leichte Zunahme bei späterem ZZP. Die Länge der Ausbrennphase nimmt bei der Früh-Verschiebung des ZZP's zu.

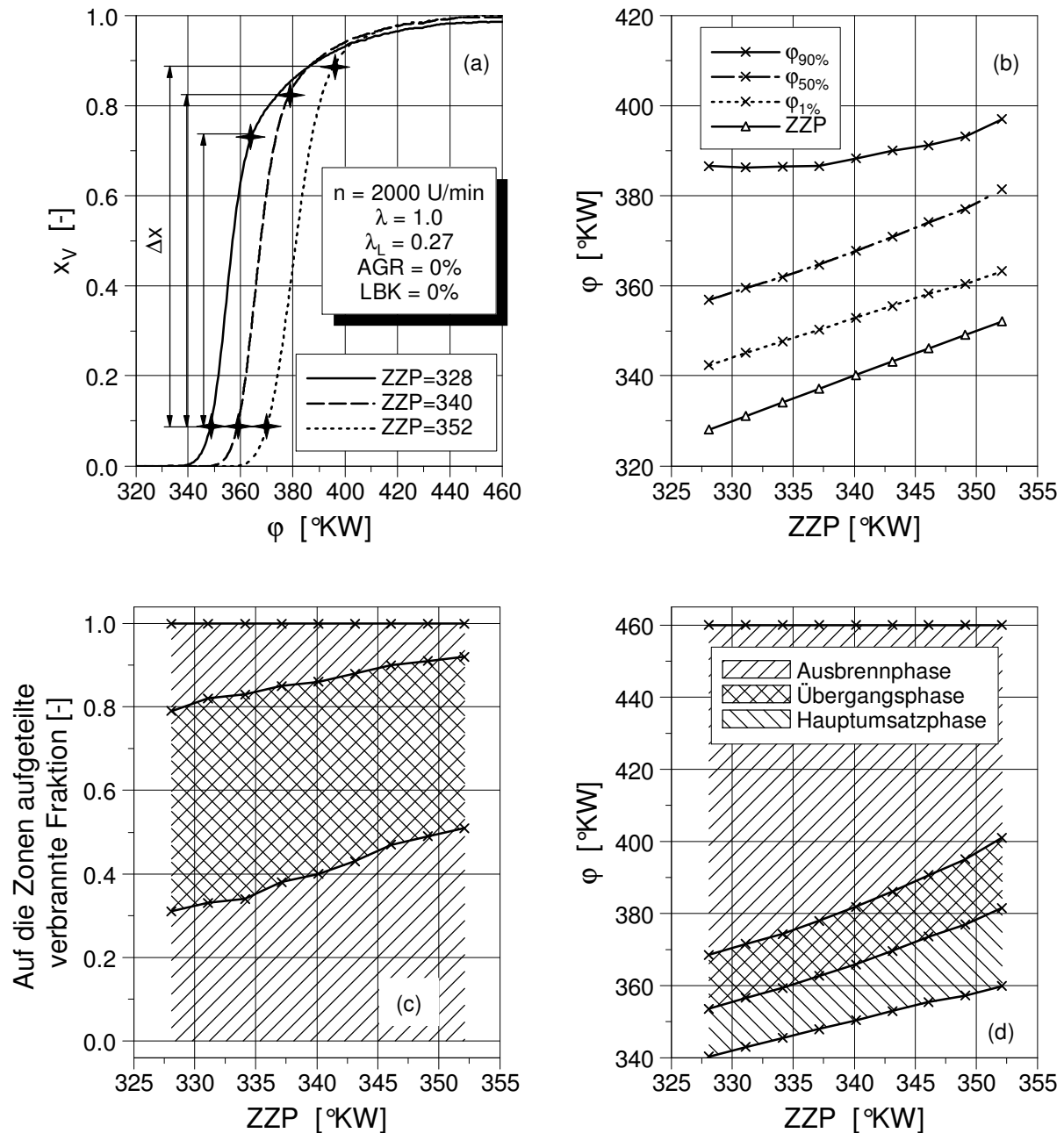


Abbildung 6.1: Energieumsetzung und Verbrennungsphasen bei einer Variation des Zündzeitpunktes

Der zuvor beschriebene Sachverhalt sowie die physikalische Bedeutung einer Aufteilung des Verbrennungsprozesses in drei Teilverbrennungen werden durch die Betrachtung des Flammenausbreitungsprozesses verdeutlicht. Die freie Ausbreitung der Flammenfront wird durch die Brennraumwände begrenzt und durch die im Brennraum herrschende Ladungsbewegung geformt. Dadurch weicht die Form des verbrannten Volumens vom idealisierten, sphärischen

6. Erweiterung des Modells für Brennverlaufsrechnungen

Profil, wie im Fall einer Verbrennungsbombe, ab [16], [19]. Das verbrannte Volumen tendiert dazu, sich im umliegenden Raum auszubreiten. Dadurch verschiebt sich das Zentrum der Verbrennungszone von der ursprünglichen Lage zwischen den Zündkerzenelektroden in Richtung des Zentrums des freien Volumens. Wird die Ausbreitung einer sphärischen Flammenfront in eine Richtung begrenzt, erfolgt eine Verformung analog zu der Form eines Ellipsoids. Aufgrund der Form des Brennraums scheint die Wahl eines Ellipsoids für die Modellierung des verbrannten Volumens sinnvoll. Für jede Kurbelwinkelposition lässt sich ein idealisiertes Grenzvolumen definieren, innerhalb dessen sich die Flamme frei ausbreiten kann, ohne dass die Brennraumwände berührt werden. Überschreitet das verbrannte Volumen dieses Grenzvolumen, findet Wandberührung statt. Eine idealisierte Darstellung dieses Grenzvolumens ist bei zwei unterschiedlichen Kurbelwinkelpositionen in Abbildung 6.2 dargestellt.

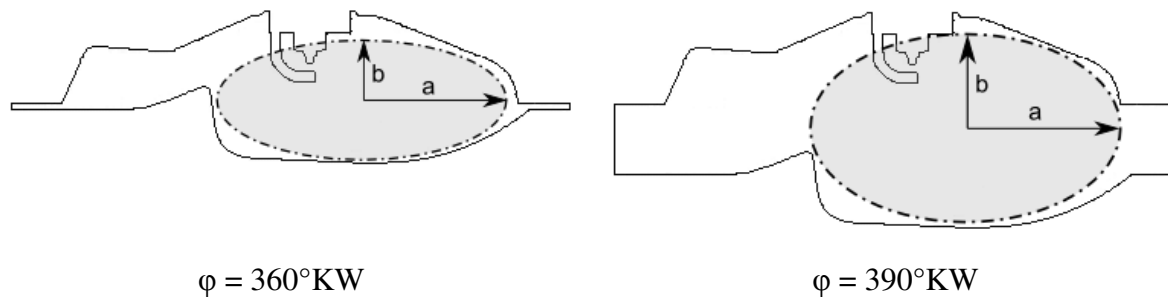


Abbildung 6.2: Idealisierte Flammenausbreitung bei $\varphi = 360^\circ\text{KW}$ und $\varphi = 390^\circ\text{KW}$

Der Vergleich des verbrannten Volumens aus der thermodynamischen Analyse auf Basis des 2-Zonen-Modells mit dem idealisierten Grenzvolumen aus der Brennraumgeometrie¹ liefert den Zeitpunkt, an dem die Flamme die Brennraumwände berührt. Dieser Vergleich ist für drei unterschiedlichen ZZP in Abbildung 6.3 dargestellt. Für jeden ZZP ergibt sich ein unterschiedlicher Zeitpunkt für die Wandberührung. Bei einem frühen ZZP findet Wandberührung früh statt, weil die Verbrennung wesentlich länger in der Nähe der OT-Lage bei kleineren Brennraumvolumina stattfindet als bei einem späten ZZP. Demzufolge setzt die Wandberührung der Flamme bei frühem ZZP auch früh ein.

Der Zeitpunkt der gleichen Volumina sowohl für die Brennraumgeometrie als auch für die verbrannte Zone charakterisiert den Zeitpunkt, zu dem die Flammenfront mit großer Wahrscheinlichkeit eine erhebliche Wandberührung hat, so dass der Einfluss auf die Verbrennung

¹ Der Rauminhalt des Ellipsoids beträgt $V = \frac{4\pi a^2 b}{3}$ [58]

6. Erweiterung des Modells für Brennverlaufsrechnungen

sehr deutlich wird. Es handelt sich also um einen idealisierten Zeitpunkt innerhalb des Verbrennungsablaufs.

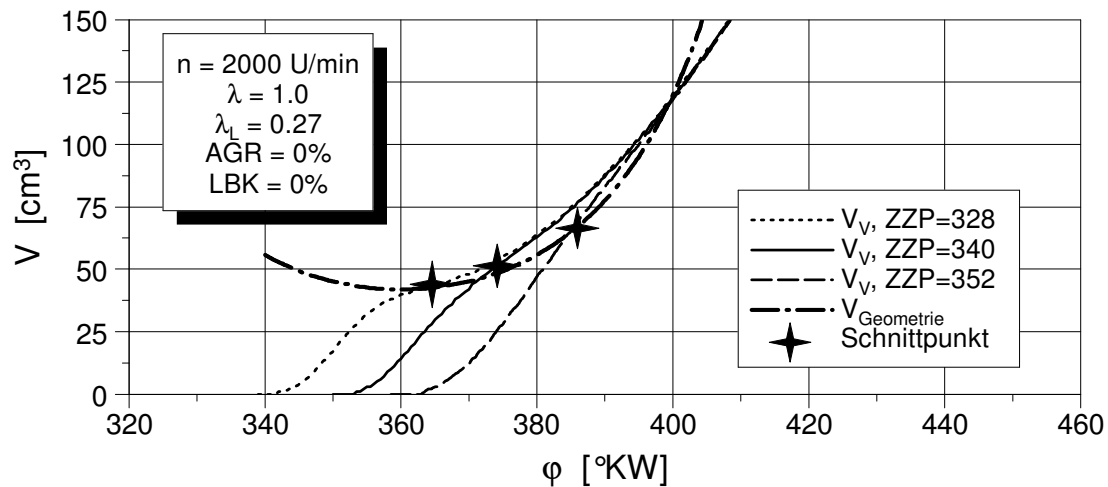


Abbildung 6.3: Vergleich zwischen verbranntem Volumen und idealisiertem Grenzvolumen bei unterschiedlichen ZZP

Wird dieser idealisierte Wandberührungszeitpunkt mit dem Brennverlauf verglichen, korreliert dieser gut mit dem Ende des Linearitätsbereiches (Abbildung 6.4a). Das beweist, dass die Definition einer Hauptumsatzphase, während derer die Verbrennung näherungsweise mit vernachlässigbarer Wandberührung abläuft (Kap.5.2), physikalisch begründet ist. Ferner befindet sich der idealisierte Wandberührungszeitpunkt annähernd in der Mitte der Übergangsphase (Abbildung 6.4b). Demzufolge kann der idealisierte Wandberührungszeitpunkt als Schwerpunkt des Wandberührungsphänomens berücksichtigt werden.

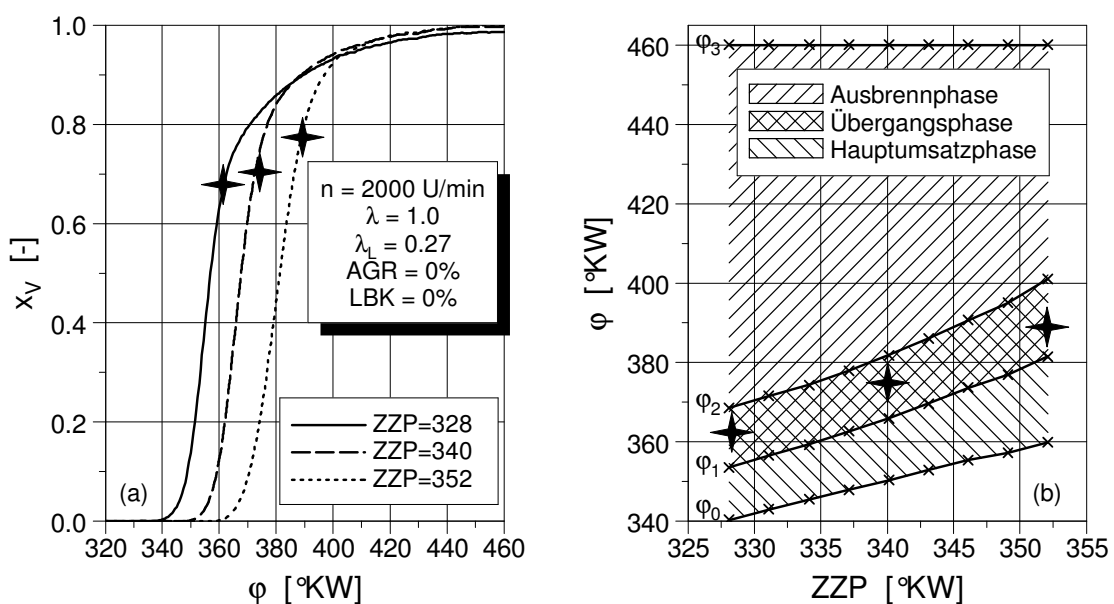


Abbildung 6.4: Idealisierter Wandberührungszeitpunkt \star bezogen auf Brennverlauf (a) und Verbrennungsphasen (b)

6.1.2. Variation des Luftverhältnisses

Das globale Luftverhältnis, berechnet aus den Abgaskomponenten des Motors [55], wurde durch Anpassung der Einspritzmenge bei konstanter Drosselklappenstellung und demzufolge bei konstantem Luftliefergrad variiert. Die Abhängigkeit der Brenngeschwindigkeit von dem Luftverhältnis ist in Kap.3.1.2 dargelegt.

Aus Abbildung 6.5a ist zu ersehen, dass bei $\lambda = 0.8$ innerhalb des Kurbelwinkelintervalls von 360° - 380° KW ein deutlich höherer Prozentsatz der Energie umgesetzt wird als bei allen anderen Versuchen. Das Linearitätsintervall ist am längsten und wird bei stöchiometrischen bzw. magerem Gemisch deutlich kürzer. In diesem speziellen Fall verkürzt sich das Intervall von ca. 75% des Energieumsatzes bei $\lambda = 0.8$ auf ca. 48% bei $\lambda = 1.4$. Nach diesem Linearitätsintervall folgt die Ausbrennphase. Diese ist bei $\lambda = 0.8$ schnell abgeschlossen und wird bei stöchiometrischem bzw. magerem Gemisch deutlich schleppend. Dieses langsame Ausbrennen wird von Flame-Quenching-Phänomenen [59] verursacht. Eine Gemischabmagerung senkt die Prozesstemperatur und führt zu einem stärkeren Quenching der Flamme.

Aus Abbildung 6.5b zeigt sich, dass die Dauer der Entflammungsphase (Abstand zwischen ZZP und 1%-Lage) ein Minimum zwischen $\lambda = 0.8$ und $\lambda = 0.9$ erreicht. Auch der Abstand zwischen den Linien konstanter Energieumsetzung für 1% und 50% erreicht ein Minimum bei $\lambda = 0.8$. Die Brenngeschwindigkeit erreicht hier offensichtlich ein Maximum. Dieses Verhalten deckt sich tendenziell gut mit dem Verlauf der laminaren Flammengeschwindigkeit (Kap.3.1.2). Bei einer Abmagerung des Gemisches nimmt die Brenngeschwindigkeit deutlich ab, ebenso bei einer weiteren Gemischanfettung über den Wert von $\lambda = 0.8$ hinaus. Der starke Anstieg des Abstandes zwischen 50%- und 90%-Lage wird von Flame-Quenching Effekten verursacht, wie der schleppenden Ausbrennphase in Abbildung 6.5a zu entnehmen ist.

Die Aufteilung der verbrannten Fraktionen auf die einzelnen Zonen ist in Abbildung 6.5c dargestellt. Der in der ersten Teilverbrennung umgesetzte Ladungsanteil erreicht bei $\lambda = 0.7$ sein Maximum und nimmt bei einem Anstieg des Luftverhältnisses ab. Bei einem fetten Gemisch kann also ein hoher Ladungsanteil während der ersten Teilverbrennung umgesetzt werden. Dies ergibt sich aus dem größeren Linearitätsbereich des Brennverlaufes.

6. Erweiterung des Modells für Brennverlaufsrechnungen

Die Länge der Teilbrenndauern I und II in Abbildung 6.5d zeigen eine deutliche Zunahme im mageren Motorbetrieb, dies entspricht dem zunehmenden Abstand zwischen den Linien der 1%, 50% und 90%-Umsatzlage in Abbildung 6.5b.

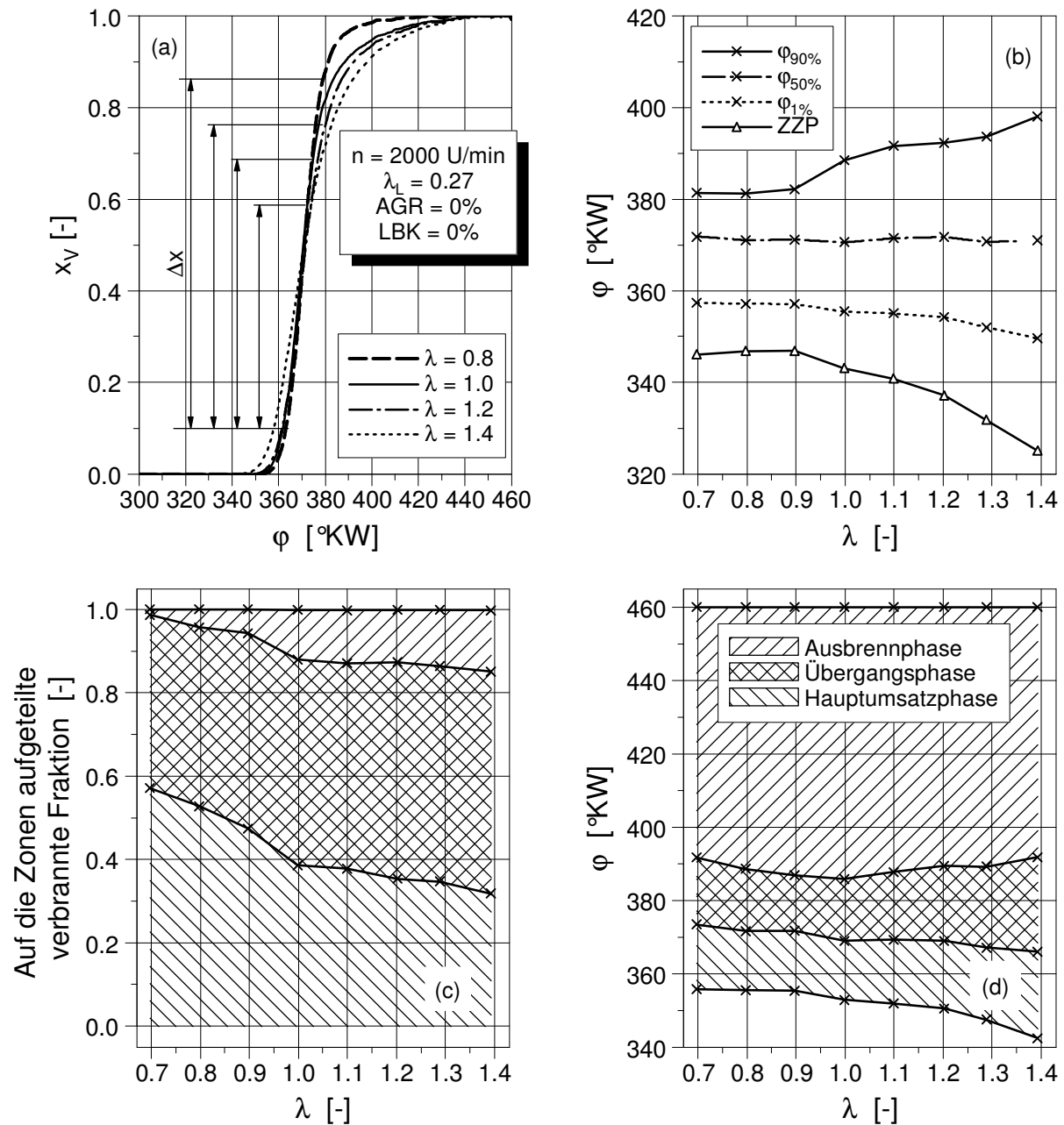


Abbildung 6.5: Energieumsetzung und Verbrennungsphasen bei einer Variation des Luftverhältnisses mit konstanter 50%-Lage

6.1.3. Variation des Restgasanteils

Der Restgasanteil des Gemischs wird durch externe Abgasrückführung bei konstant gehaltener Frischgasmasse variiert. Die Abhängigkeit der Flammengeschwindigkeit vom Restgasgehalt der Ladung wurde in Kap. 3.1.2 erläutert.

6. Erweiterung des Modells für Brennverlaufsrechnungen

Steigender Restgasanteil verzögert den Verbrennungsablauf und erfordert zunehmende Frühzündung, um die 50%-Umsatzlage konstant zu halten (Abbildung 6.6a). Die Länge des Linearitätsbereiches nimmt ab. Außerdem wird ein deutlicher Anstieg der Dauer der Entflammungsphase beobachtet (Abbildung 6.6b). Dies hängt mit der Abnahme der laminaren Flammengeschwindigkeit zusammen (Kap. 3.1.2). Der Abstand zwischen den Linien konstanter Energieumsetzung steigt stetig an.

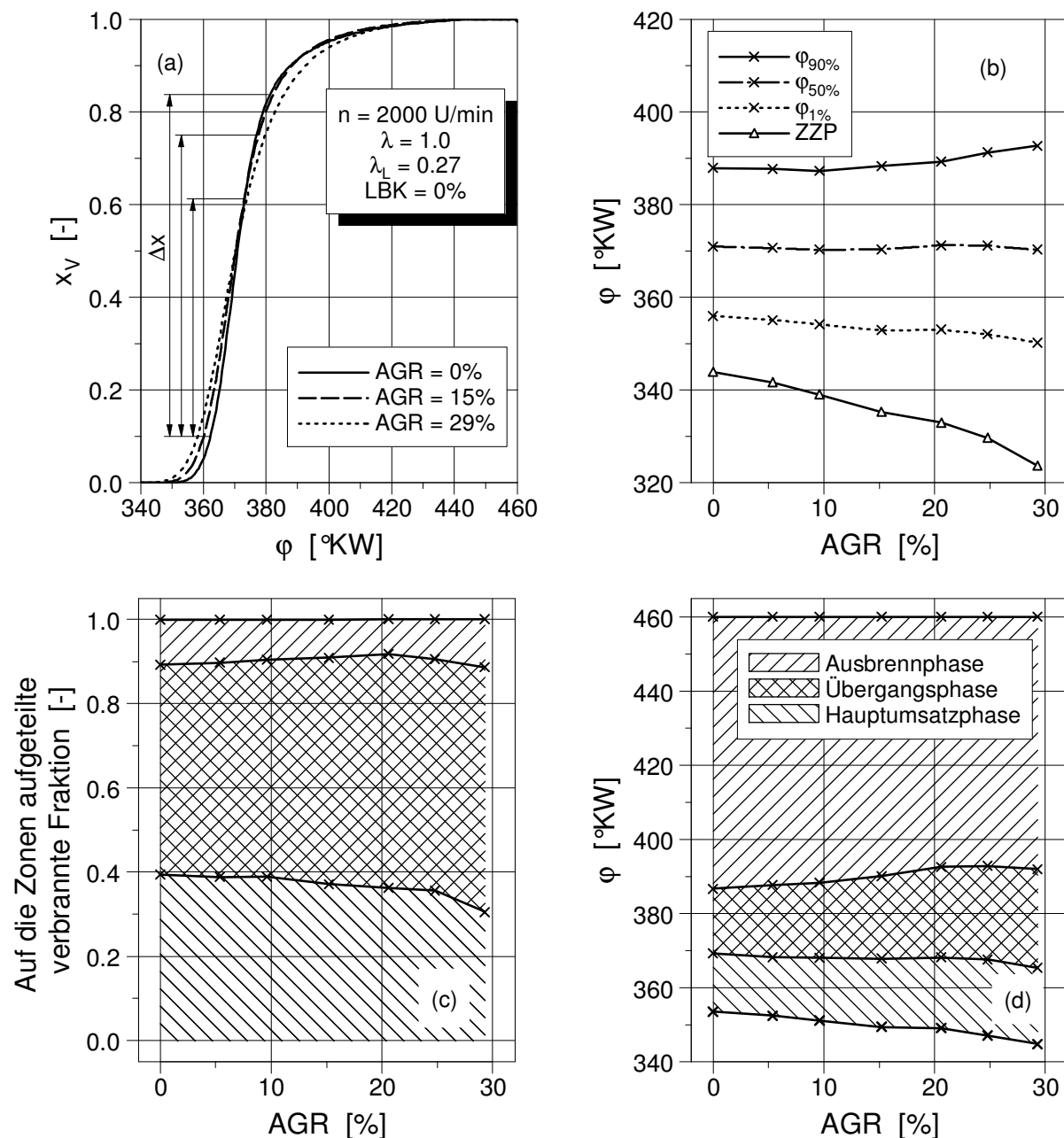


Abbildung 6.6: Energieumsetzung und Verbrennungsaufteilung bei einer Variation des Restgasanteils mit konstanter 50%-Lage

Aus Abbildung 6.6c ist zu erkennen, dass der in der ersten Teilverbrennung umgesetzte Ladungsanteil bei steigendem Restgasanteil leicht abnimmt. Dies stimmt mit der in Abbildung

6. Erweiterung des Modells für Brennverlaufsrechnungen

6.6a beobachtete Abnahme des Linearitätsbereiches überein. Der in der zweiten Teilverbrennung (Übergangsphase) umgesetzte Ladungsanteil nimmt mit steigendem Restgasanteil leicht zu. Der in der dritten Teilverbrennung umgesetzte Ladungsanteil, etwa 10%, bleibt nahezu konstant. Insgesamt verursacht eine Zunahme des Restgasanteils durch AGR nur eine geringe Veränderung der Zonenaufteilung der Verbrennung mit einer gering ausgeprägten Ausbrennphase, wenn die Bedingung einer konstanten 50%-Lage eingehalten wird.

In Abbildung 6.6d ist der Verlauf der Teilbrenndauern dargestellt. Die Dauer des Hauptumsatzes verzeichnet nur einen geringen Anstieg mit steigendem Restgasanteil, während die Dauer der Übergangsphase eine deutliche Zunahme zeigt. Dies wird durch die Abnahme der Brenngeschwindigkeit nach dem Hauptumsatz hervorgerufen und korreliert mit dem steigenden Abstand zwischen 50% und 90%-Umsatzlage (Abbildung 6.6b).

6.1.4. Variation der Drehzahl

Die Ergebnisse einer Drehzahlvariation zwischen 1000 U/min und 5000 U/min sind in Abbildung 6.7 dargestellt. Zu beobachten ist, dass sich bis zur 50%-Lage kaum eine Veränderung im Energieumsatz zeigt, d. h. die drehzahlbedingte Zunahme der Ladungsbewegung kompensiert in diesem Kurbelwinkelinkrement die mit steigender Drehzahl abnehmende Zeit für die Verbrennung. Erst nach der 50%-Lage ist ein anderes Verhalten zu bemerken mit einer längeren Ausbrennphase bei steigender Drehzahl. Bezogen auf das Verbrennungsmodell zeigt sich ein weitgehend konstanter Umsatz in Teilzone I während in Teilzone II der Umsatz abnimmt und in Teilzone III ansteigt (Abbildung 6.7c). Bezogen auf die Dauer der Teilverbrennungen ist kaum ein Einfluss zu erkennen.

6. Erweiterung des Modells für Brennverlaufsrechnungen

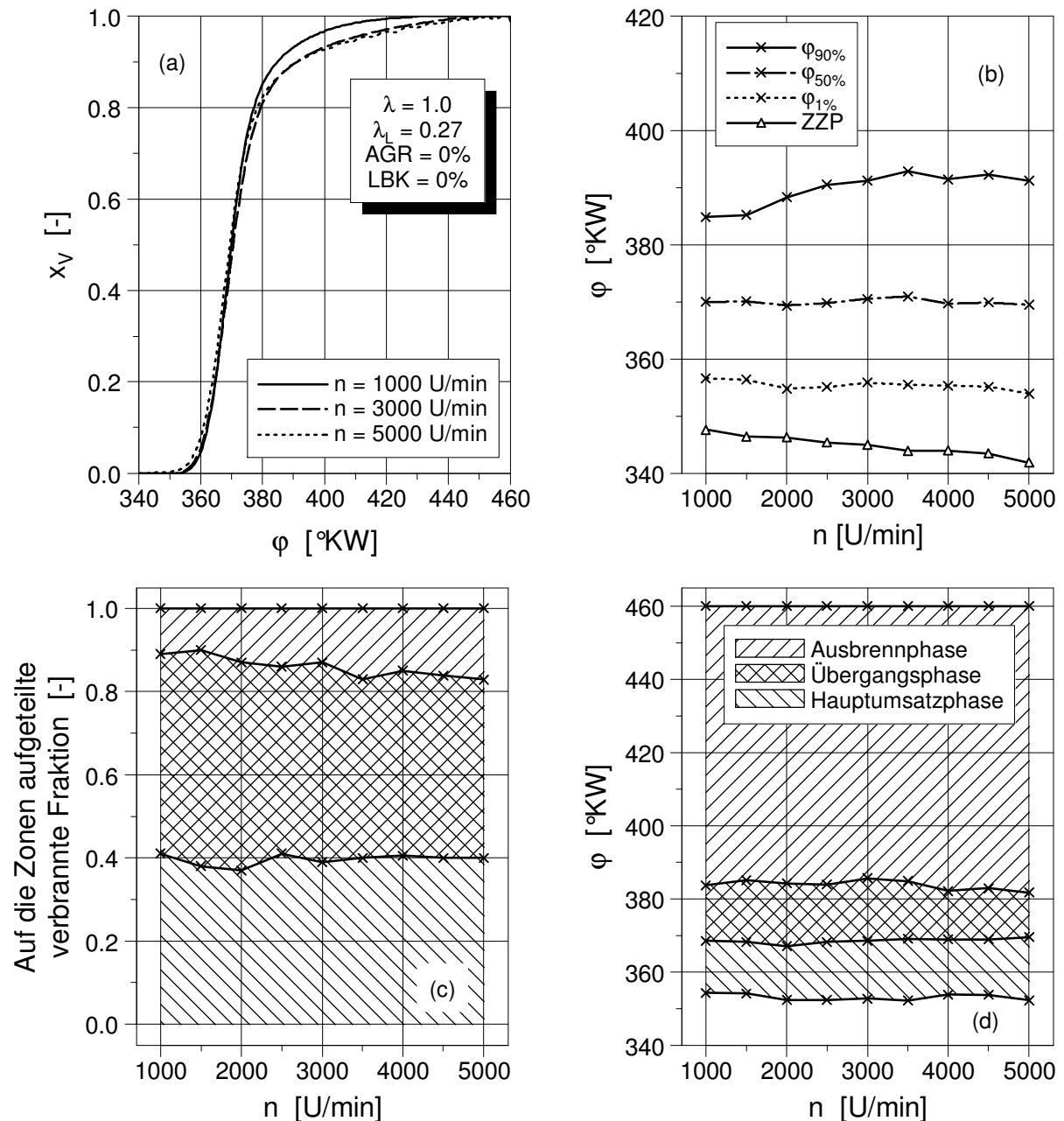


Abbildung 6.7: Energieumsetzung und Verbrennungsphasen bei einer Variation der Drehzahl mit konstanter 50%-Lage

6.1.5. Variation des Luftliefergrades

Abbildung 6.8 zeigt die Versuchsreihe mit einer Variation des Luftliefergrades. Hierbei steigt der Restgasanteil mit abnehmendem Luftliefergrad zwangsläufig an. Laut Kap.6.1.3 ist davon auszugehen, dass unter diesen Bedingungen die Brenngeschwindigkeit absinkt und dass das Flame Quenching zunimmt. Damit lässt sich die langsamere Energieumsetzung bzw. die ausgeprägtere Ausbrennphase in Abbildung 6.8a und b erklären.

6. Erweiterung des Modells für Brennverlaufsrechnungen

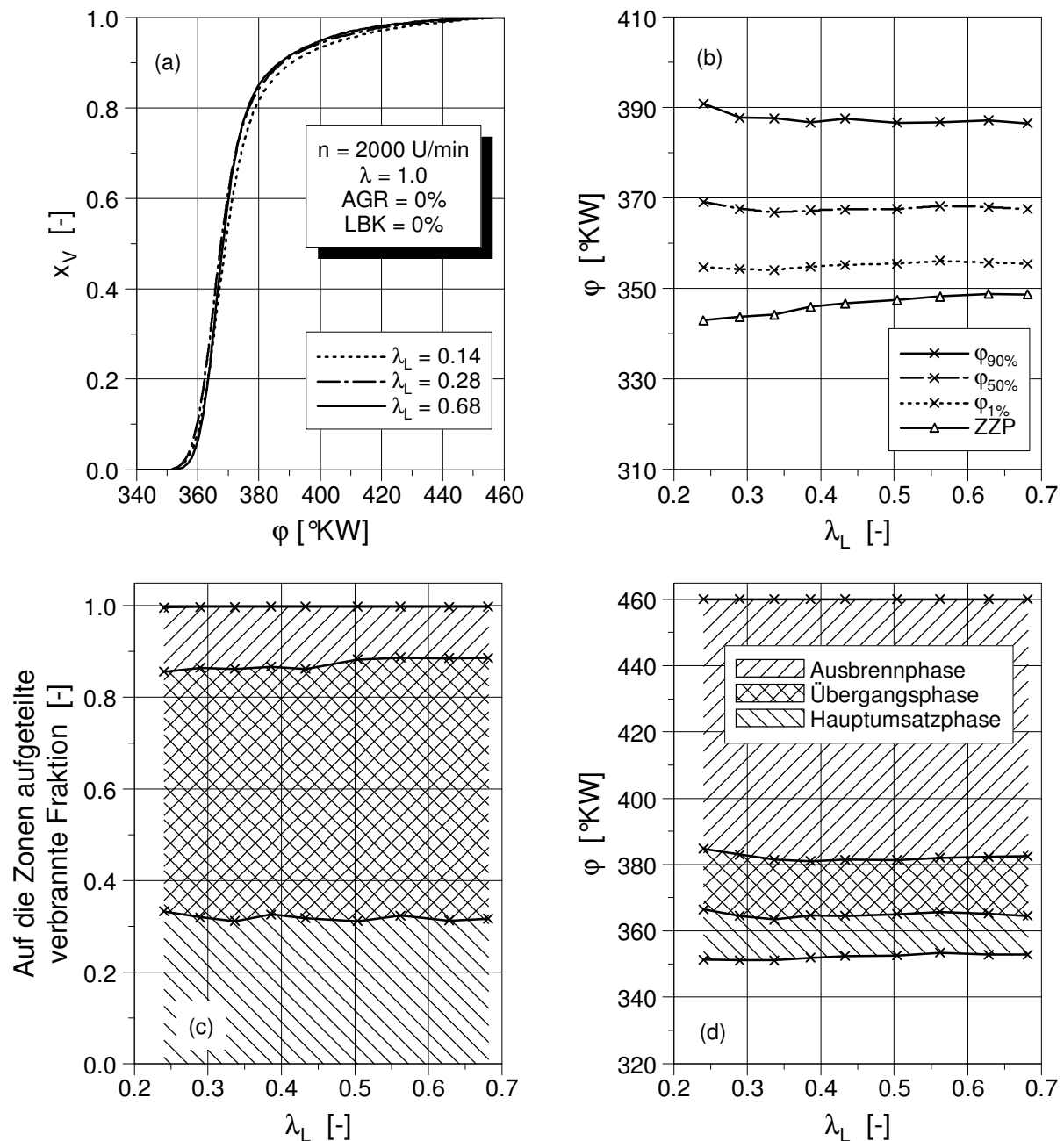


Abbildung 6.8: Energieumsetzung und Verbrennungsphasen bei einer Variation des Liefergrades mit konstanter 50%-Lage

Die Zonenaufteilung des Verbrennungsmodells spiegelt dieses Verhalten wieder. Mit abnehmendem Luftliefergrad nehmen die umgesetzte Masse der Ausbrennphase sowie die Teilbrenndauern I und II zu (Abbildung 6.8c und d).

6.1.6. Variation der Position der Ladungsbewegungsklappe

Die Intensität der Ladungsbewegung wurde durch Ändern der Position der Ladungsbewegungsklappe variiert. In Abbildung 6.9a wird bei geschlossener (LBK = 0%) und teilgeschlossener LBK ein schnellerer Energieumsatz beobachtet. Die intensivere Ladungsbewegung

6. Erweiterung des Modells für Brennverlaufsrechnungen

(Tumble) beim Schließen der LBK zieht eine Zunahme der Brenngeschwindigkeit nach sich. Außerdem wird der Linearitätsbereich länger. Der Abstand zwischen den Linien konstanter Energieumsetzung nimmt ab.

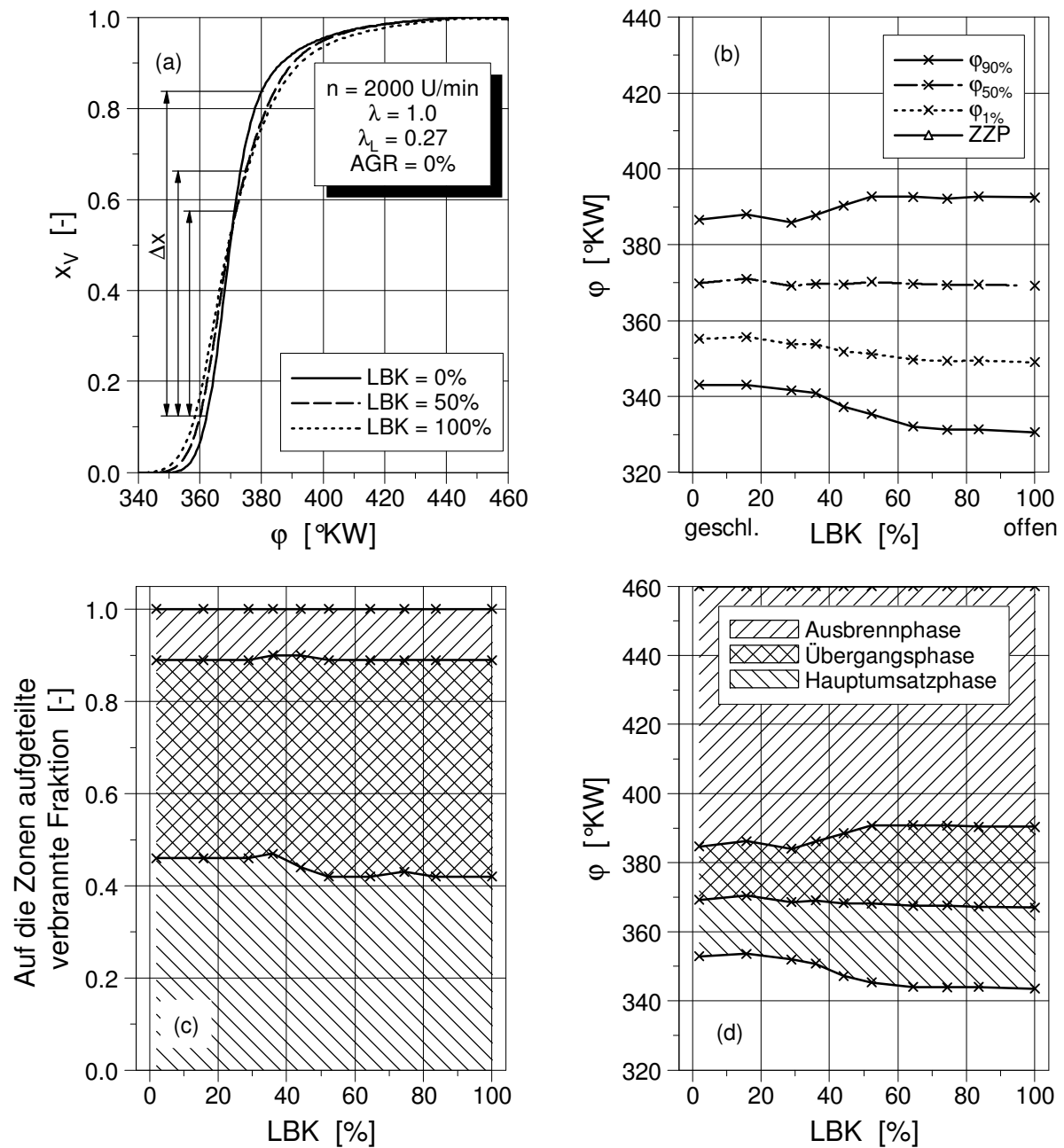


Abbildung 6.9: Energieumsetzung und Verbrennungsphasen bei einer Variation der LBK-Stellung mit konstanter 50%-Lage

Dieses Verhalten ist ebenso in der Massenaufteilung (Abbildung 6.9c) und in der Zeitdauer der einzelnen Teilbrenndauer (Abbildung 6.9d) zu beobachten. Eine höhere Tumbleintensität bewirkt einen steigenden Hauptumsatz sowie kürzere Teilbrenndauer I und II.

6.2. Variation der Betriebsparameter im Schichtbetrieb mit innerer Gemischbildung

Die Parametervariationen im Schichtbetrieb wurden mit dem strahlgeführten Brennverfahren mit luftunterstützter Einspritzung (Versuchsträger III) durchgeführt. Bei diesem Versuchsträger konnten die Einspritzparameter (Einspritzbeginn, Einspritzende) und damit die Ladungsschichtung in einem breiten Bereich innerhalb der Zündgrenzen variiert werden.

Analog zu Kap. 6.1 wurde zunächst nur der ZZP variiert, dann jeweils die übrigen Betriebsparameter, bei denen die 50%-Lage durch ZZP-Anpassung bei $\varphi = 355^\circ \text{KW}$ konstant gehalten wurde. Im Schichtbetrieb ist es hierbei nicht möglich, die 50%-Lage wirkungsgradoptimal einzustellen, da der Verstellbereich des Einspritzzeitpunktes aufgrund des geringen Einspritzdruckes von 7.5 bar nach spät begrenzt ist (vgl. Kap. 4). Das Zeitintervall zwischen Einspritzende und ZZP muss ausreichend für die Gemischbildung sein, gleichzeitig muss aber auch die Ladungsschichtung erhalten bleiben.

Die Betriebsparameter des Referenzpunktes und der Variationsbereich im Schichtbetrieb sind in Tabelle 6.2 zusammengefasst.

	n	pme	λ	AGR	ZZP	λ_L	ESB
	U/min	bar	-	%	$^\circ \text{KW}$	-	$^\circ \text{KW}$
Referenzpunkt	2000	2	1.7	0	338	0.43	275
Variationsbereich	1000-3000	0.6-4.3	1.1-2.5	0-35	326-354	0.3-0.7	240-295

Tabelle 6.2: Betriebsparameter des Referenzpunktes und Variationsbereich im Schichtbetrieb

6.2.1. Variation des Zündzeitpunktes

Bei der ZZP-Variation wurden alle anderen Betriebsparameter konstant gehalten. Bei konstantem Einspritzbeginn (ESB) bewirkt eine Verschiebung des ZZP's eine Veränderung der Zeit für die Gemischbildung und dadurch eine Änderung des lokalen Luftverhältnisses bzw. des Homogenisierungsgrades des Gemisches in der Schichtungszone zu Brennbeginn.

Der Verlauf der Energieumsetzung (Abbildung 6.10a) zeigt eine Abnahme des Linearitätsbereiches im Fall einer Früh-Verstellung des ZZP's. Die Ausbrennphase wird stark schleppend. Der geringfügig zunehmende Abstand zwischen ZZP und 50%-Lage bei einer Zündungsspätverschiebung (Abbildung 6.10b) wird durch ein höheres lokales Luftverhältnis aufgrund der längeren Gemischbildungszeit hervorgerufen. Die starke Zunahme des Abstands zwischen der 50%- und 90%-Lage bei einem frühen ZZP deutet auf eine ausgeprägtere Ausbrennphase hin. Diese ist in Abbildung 6.10a deutlich zu erkennen. Eine stark verlängerte Ausbrennphase bei

6. Erweiterung des Modells für Brennverlaufsrechnungen

frühem ZZP wurde auch im Homogenbetrieb am Versuchsträger II festgestellt. Im Schichtbetrieb kann außerdem eine zu kurze Gemischbildungsdauer bei frühem ZZP die Ausbrennphase zusätzlich verzögern.

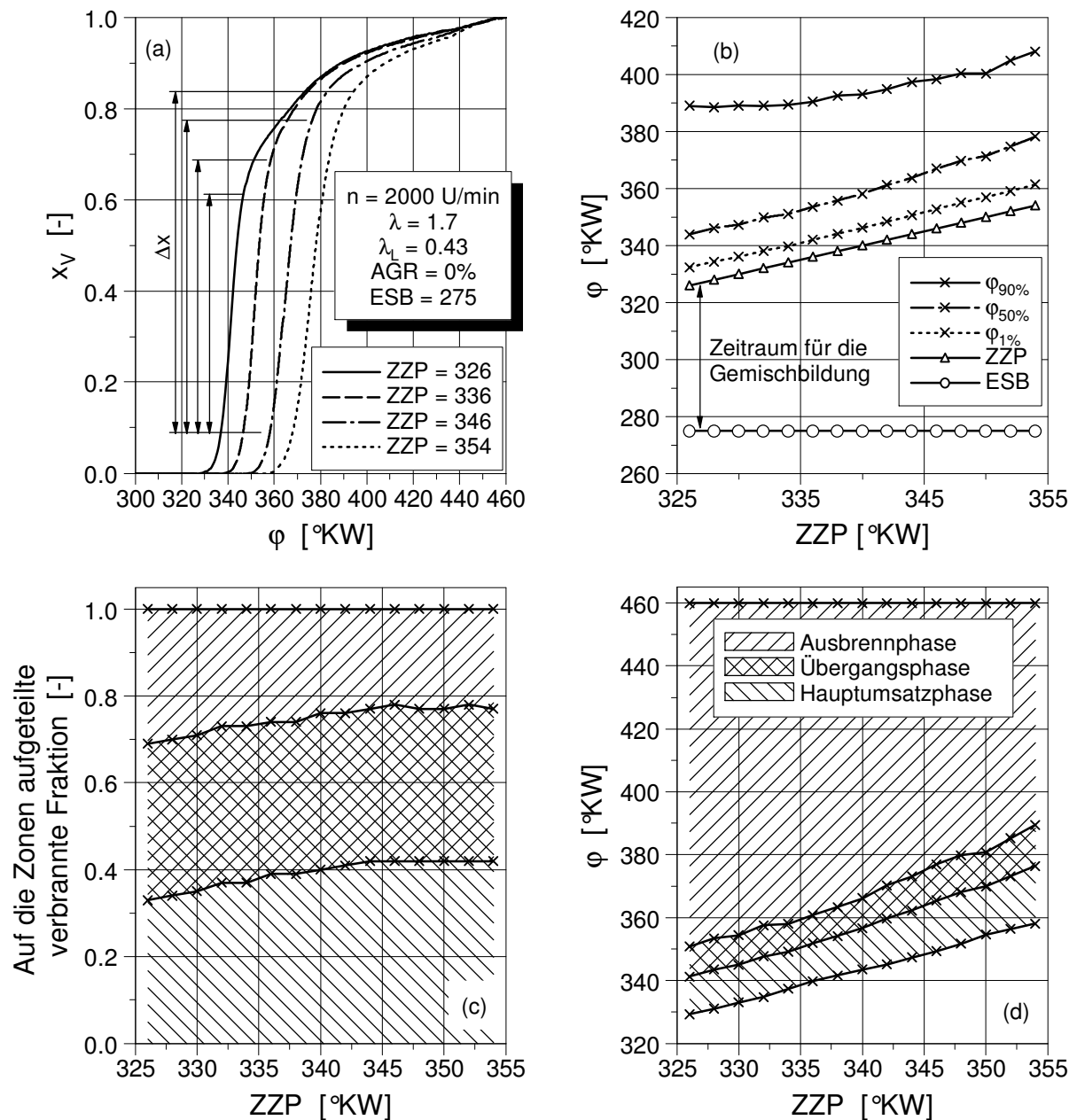


Abbildung 6.10: Energieumsetzung und Verbrennungsphasen bei einer Variation des Zündzeitpunktes mit konstanter 50%-Lage

Der Anteil der Hauptumsatzphase (Abbildung 6.10c) sinkt infolge einer Früh-Verschiebung des ZZP's ab in Übereinstimmung mit der Abnahme des Linearitätsintervalls im Brennverlauf. Der Anteil der Übergangsphase bleibt nahezu konstant, während der Anteil der Ausbrennphase zunimmt.

Der Verlauf der Länge der Hauptumsatzphase zeigt eine leichte Abnahme bei einer Früh-Verschiebung des ZZP's. Dieses Verhalten korreliert mit dem leicht abnehmenden Abstand zwischen ZZP und 50%-Lage (Abbildung 6.10d). Die Dauer der Übergangsphase bleibt nahezu konstant. Die Dauer der Ausbrennphase nimmt deutlich zu.

6.2.2. Variation des Einspritzbeginns

Eine ESB-Variation mit einer frühen Lage relativ zum ZZP bedeutet eine vergleichsweise lange Gemischbildungsdauer, die von einer zu intensiven Homogenisierung in der Schichtungszone begleitet sein kann. Das Resultat kann ein mageres λ an der Zündkerze sein mit einer entsprechenden Abnahme der Brenngeschwindigkeit. Bei einer späten ESB-Lage verkürzt sich die Gemischbildungsdauer und die Gemischbildung wird möglicherweise nicht rechtzeitig beendet, so dass eine Mischung aus Vormisch- und Diffusionsflamme entstehen kann.

Der Einfluss der ESB-Variation ist in Abbildung 6.11 dargestellt. Ausgehend vom Referenzpunkt (ESB=275°KW) mit optimiertem ESB läuft die Energieumsetzung bei einer Früh-Einspritzung (ESB=245°KW) bis etwa 80%-Umsatz langsamer ab. Die stärkere Homogenisierung bewirkt eine Zunahme des lokalen Luftverhältnisses in der Gemischwolke und dadurch eine langsamere Brenngeschwindigkeit. Der Charakter der Ausbrennphase ändert sich nicht wesentlich. Bei der späten ESB-Lage von 295°KW ändert sich der Energieumsatz bis 80%-Umsatz kaum im Vergleich zur Referenzlage von 275°KW. Erst die darauf folgende Ausbrennphase wird schleppend.

Der Verlauf der Linien konstanter Energieumsetzung ist in Abbildung 6.11b dargestellt. Ausgehend vom Referenz-ESB verursacht eine Früh-Verstellung des Einspritzbeginns eine langsamere Energieumsetzung bis zum Erreichen der 50%-Lage. Die Ursache dafür ist die Abmagerung des lokalen Luftverhältnisses in der Nähe der Zündkerzen bedingt durch die längere Homogenisierungsphase. Bei Spät-Einspritzung nimmt der Abstand zwischen ZZP und 50%-Lage nur leicht zu, während die 90%-Lage deutlich später erreicht wird.

6. Erweiterung des Modells für Brennverlaufsrechnungen

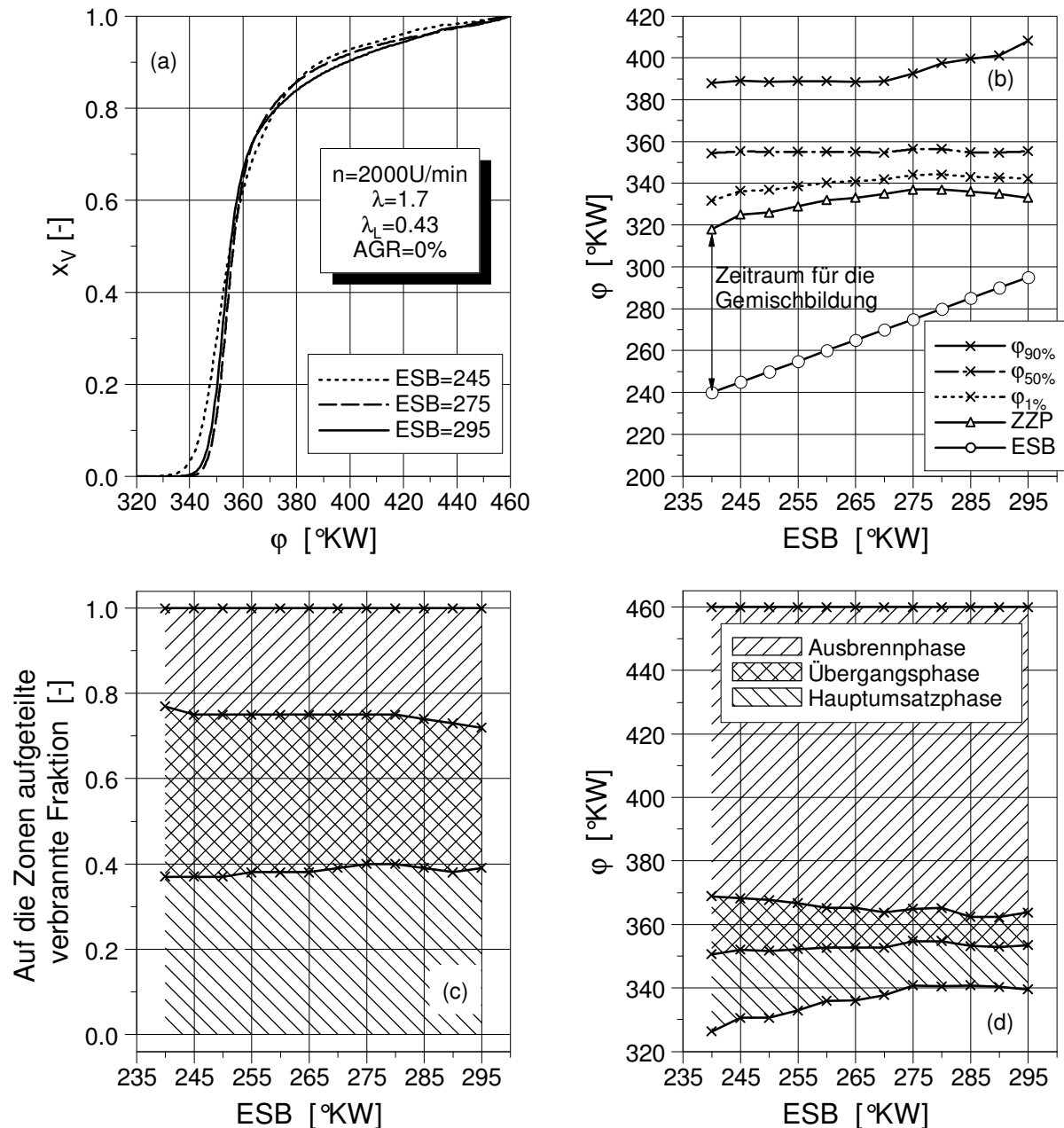


Abbildung 6.11: Energieumsetzung und Verbrennungsphasen bei einer Variation des Einspritzbeginns mit konstanter 50%-Lage

In Abbildung 6.11c ist die Zonenaufteilung der verbrannten Fraktionen dargestellt. Die Länge des Linearitätsbereiches bleibt nahezu unverändert und damit der Ladungsanteil des Hauptumsatzes nahezu konstant. Der Ladungsanteil der Ausbrennphase steigt bei Spät-Verstellung des ESB's.

Der Verlauf der Teilbrenndauern (Abbildung 6.11d) spiegelt den Verlauf der Linien konstanter Energieumsetzung wieder. Eine deutliche Zunahme der Länge der Hauptumsatzphase so-

wie der Übergangsphase wird bei einer Früh-Verschiebung des ESB's beobachtet. Dies korreliert mit der Verzögerung der Energieumsetzung bis zu ca. 80% Umsatz.

6.2.3. Variation des Luftverhältnisses

Das globale Luftverhältnis wird bei konstanter Luftmasse durch Anpassung der eingespritzten Kraftstoffmasse variiert. Da der ESB konstant gehalten wird, ändert sich die Spraystruktur nur infolge der Anpassung der eingespritzten Kraftstoffmasse.

Eine Zunahme der eingespritzten Kraftstoffmasse zieht ein lokal fetteres Gemisch an der Zündkerze nach sich. Bei einer Verringerung der Einspritzmasse steigt das örtliche Luftverhältnis an der Zündkerze.

Der Verlauf der Energieumsetzung in Abbildung 6.12a zeigt, dass bei festem ESB eine Abweichung des globalen Luftverhältnisses vom Referenzwert $\lambda = 1.7$ eine etwas langsamere Energieumsetzung zur Folge hat. Die Dauer des Linearitätsbereiches sowie der Kurvenverlauf der Ausbrennphase ändern sich kaum.

Die Dauer der Entflammungsphase (Abbildung 6.12b) sowie der Abstand zwischen der 1% und der 50%-Lage nehmen bei einer Abweichung des globalen Luftverhältnisses vom Wert $\lambda = 1.7$ geringfügig zu. Der steigende Abstand zwischen 50% und 90%-Lage bei Luftverhältnissen von $\lambda < 1.7$ ist mit der unvollständigeren Gemischbildung aufgrund der größeren eingespritzten Kraftstoffmasse zu erklären.

Aus Abbildung 6.12c ist keine deutliche Änderung der Ladungsanteile der einzelnen Teilverbrennungen zu erkennen. Dies stimmt mit der konstanten Länge des Linearitätsbereiches des Verlaufes der Energieumsetzung und mit dem nahezu unveränderten Verlauf der Ausbrennphase in Abbildung 6.12a überein.

Nach Abbildung 6.12d erreicht die Dauer der Hauptumsatzphase sowie die der Übergangsphase ein Minimum bei einem Luftverhältnis zwischen $\lambda = 1.4$ und $\lambda = 1.7$.

6. Erweiterung des Modells für Brennverlaufsrechnungen

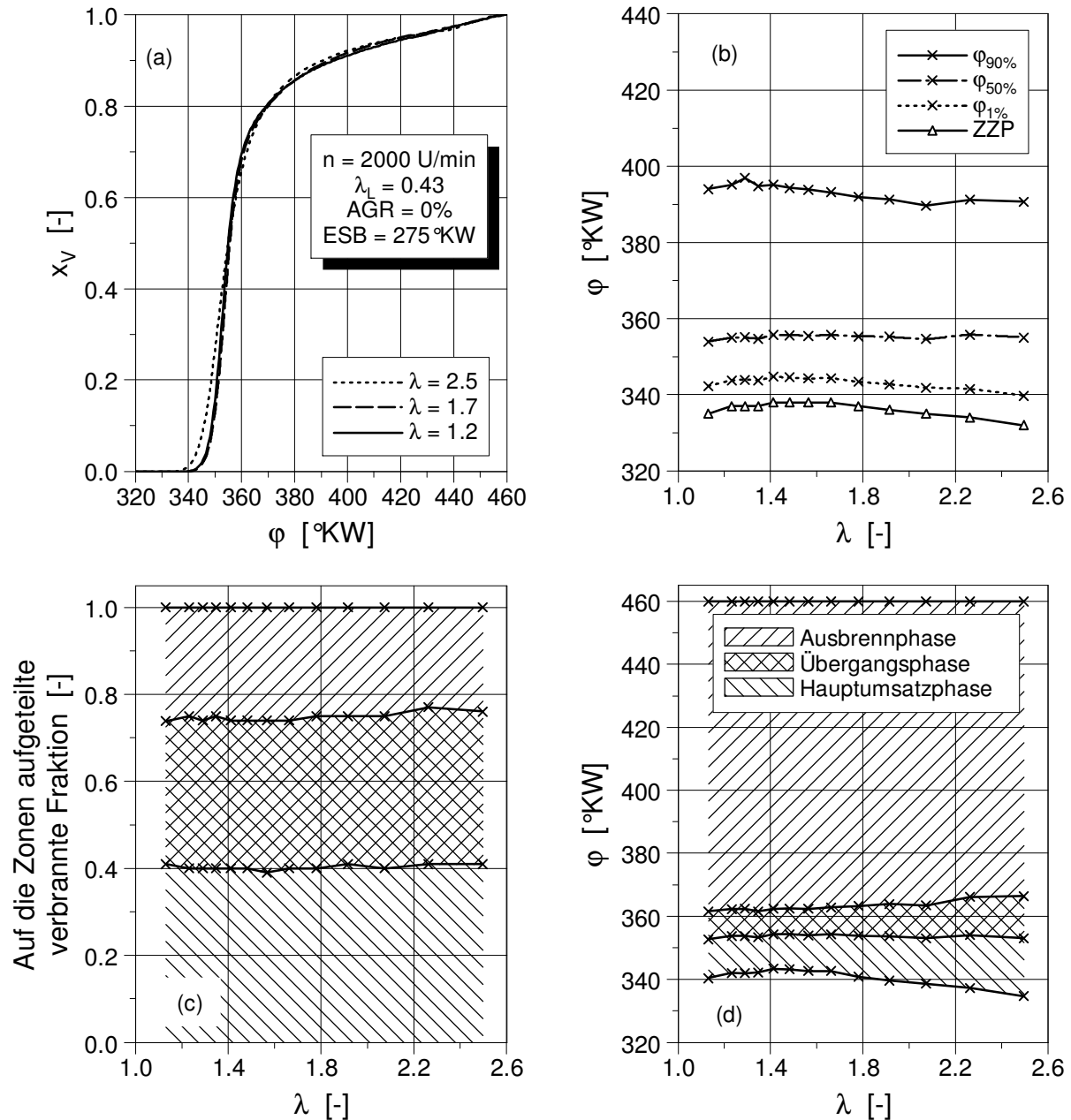


Abbildung 6.12: Energieumsetzung und Verbrennungsphasen bei einer Variation des Luftverhältnisses mit konstanter 50%-Lage

6.2.4. Variation des Restgasanteils

Der Restgasanteil wurde mit externer Abgasrückführung variiert. Die Verdünnung der Ladung mit Restgas bewirkt eine Verzögerung der Verbrennung, wie im Kap. 3.1.2 bereits dargestellt. Abbildung 6.13a zeigt, dass eine Zunahme des Restgasanteils eine langsamere Energieumsetzung während des Hauptumsatzes nach sich zieht. Der Verlauf der Ausbrennphase wird durch den höheren Restgasanteil kaum beeinflusst.

6. Erweiterung des Modells für Brennverlaufsrechnungen

Abbildung 6.13b ist zu entnehmen, dass die Dauer der Entflammungsphase bei steigendem Restgasanteil nahezu linear zunimmt. Der steigende Abstand zwischen 1%- und 50%-Lage zeigt, dass bei zunehmendem Restgasanteil die Brenngeschwindigkeit stetig abnimmt. Der Abstand zwischen der 50% und 90%-Lage bleibt nahezu konstant. Die hohe AGR-Verträglichkeit im Schichtbetrieb des untersuchten Brennverfahrens vermeidet eine Zunahme der schleppenden Ausbrennphase und die 90%-Lage bleibt weitgehend konstant.

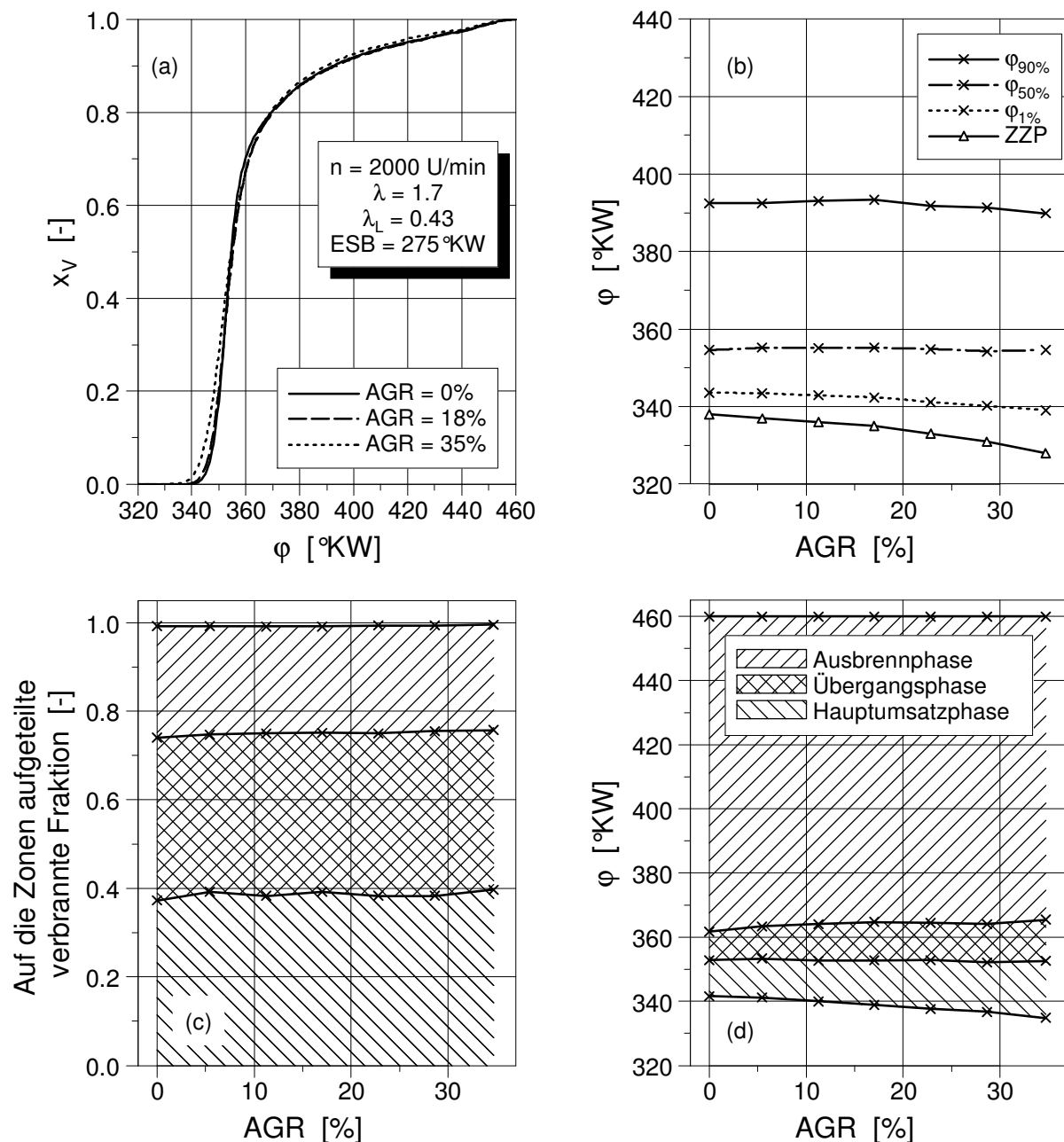


Abbildung 6.13: Energieumsetzung und Verbrennungsphasen bei einer Variation des Restgasanteils mit konstanter 50%-Lage

Die Zonenaufteilung der verbrannten Fraktionen in Abbildung 6.13c ändert sich bei einer Variation des Restgasanteils kaum. Der Restgasanteil beeinflusst also die Brenngeschwindigkeit,

während die Zonenaufteilung der Ladung so gut wie überhaupt nicht berührt wird. Abbildung 6.13d zeigt die Teilbrenndauern. Die Dauer der Hauptumsatzphase sowie der Übergangsphase nimmt aufgrund der verringerten Brenngeschwindigkeit mit der Zunahme des Restgasanteils zu. Dieses Verhalten stimmt mit dem zunehmenden Abstand zwischen den Linien konstanter Energieumsetzung in Abbildung 6.13b überein. Die Dauer der Ausbrennphase bleibt nahezu konstant.

6.2.5. Variation der Drehzahl

Im Schichtbetrieb wurde die Drehzahl zwischen 1000-3000 U/min variiert. Außerhalb dieses Drehzahlbereiches ist eine Gemischbildung mit Schichtladung aufgrund des zu kurzen Zeitintervalls nicht möglich. Bei Variation der Drehzahl wird der Verbrennungsprozess durch die sich ändernde Intensität der Turbulenz der Ladungsbewegung beeinflusst, siehe Kap. 6.1.4. Da der ESB konstant gehalten wurde, ändert sich außerdem das Zeitintervall zwischen ESB und ZZP und dadurch die Struktur der Ladungsschichtung zum Zündzeitpunkt.

Bei unterschiedlicher Drehzahl weichen die in Abbildung 6.14a dargestellten Verläufe der Energieumsetzung bis hin zur 50%-Lage kaum voneinander ab. Die Ausbrennphase wird bei steigender Drehzahl deutlich ausgeprägter. Die Dauer der Entflammungsphase sowie der Abstand zwischen 1%- und 50%-Lage erreichen bedingt durch die drehzahloptimale ESB-Position ein Minimum bei der Ausgangsdrehzahl von 2000 U/min (Abbildung 6.14b). Bei niedrigerer Drehzahl wird die Gemischbildungsdauer länger, das lokale Luftverhältnis an der Zündkerze nimmt dadurch zu und verursacht den leichten Anstieg in der Dauer der Entflammungsphase. Bei höherer Drehzahl führen die kürzere Gemischbildungszeit und die dadurch bedingte unvollständige Gemischbildung wieder zu einem leichten Anstieg der Entflammungsphase. Die 90%-Lage wird bei steigender Drehzahl immer später erreicht und weist auf die ausgeprägtere Ausbrennphase hin.

In Abbildung 6.14c zeigt sich, dass die verbrannte Fraktion der Hauptumsetzung mit der Drehzahl leicht ansteigt. In der Ausbrennphase wird ein nahezu konstanter Ladungsanteil umgesetzt.

Die Dauer der Hauptumsatzphase zeigt einen leichten Anstieg bei Motordrehzahlen von $n = 1000$ und $n = 3000$ U/min (Abbildung 6.14d). Die Dauer der Übergangsphase nimmt bei steigender Drehzahl leicht ab.

6. Erweiterung des Modells für Brennverlaufsrechnungen

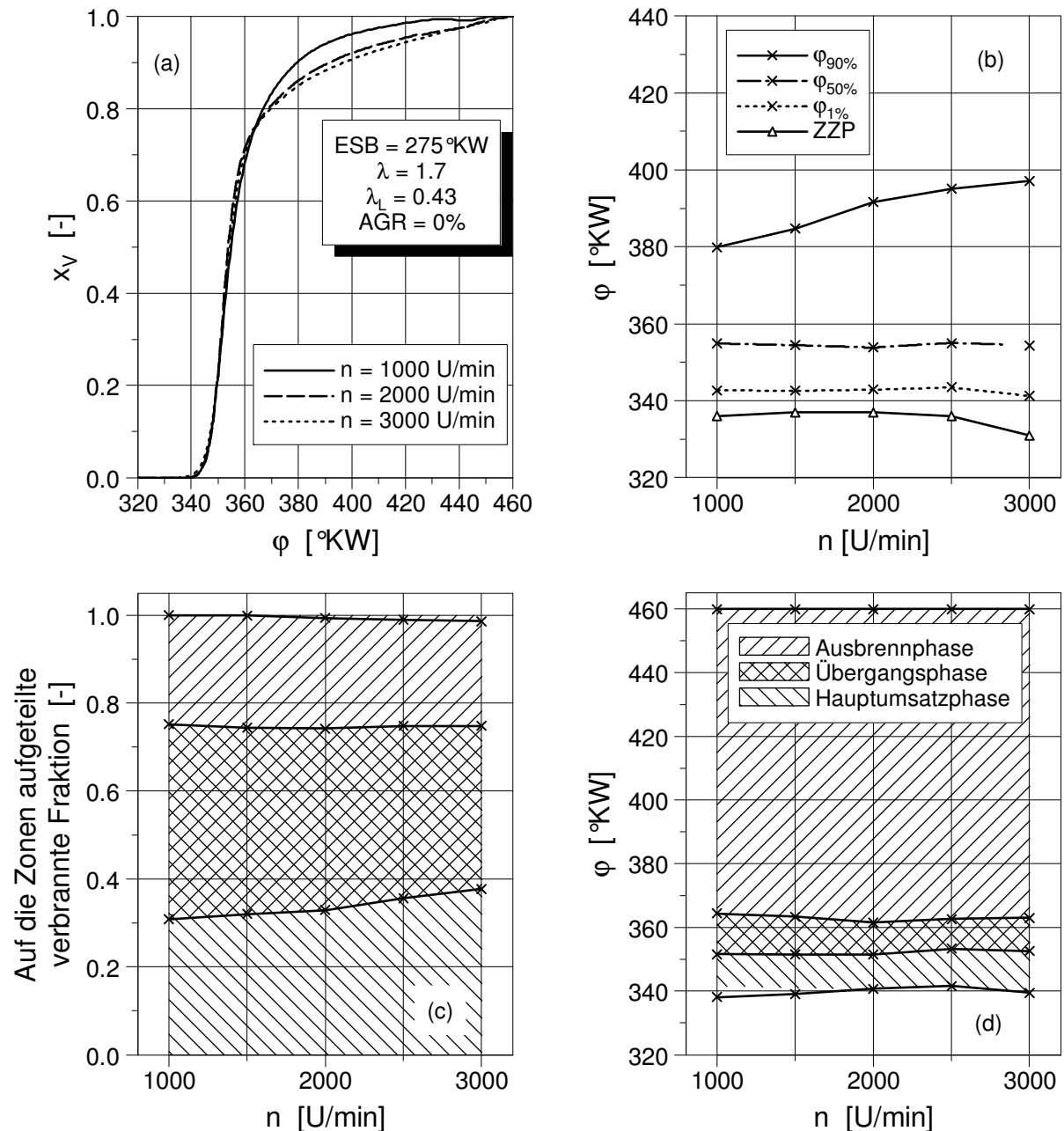


Abbildung 6.14: Energieumsetzung und Verbrennungsphasen bei einer Variation der Drehzahl mit konstanter 50%-Lage

6.2.6. Variation des Luftliefergrades

Der Luftliefergrad wurde durch Änderung der Drosselklappenstellung variiert. Gleichzeitig wurde die Kraftstoffmasse angepasst, um das Luftverhältnis konstant zu halten.

Der Verlauf der Energieumsetzung zeigt in Abbildung 6.15a eine kaum erkennbare Änderung bei Variation des Luftliefergrades. Die Länge des Linearitätsbereiches sowie der Charakter der Ausbrennphase bleiben nahezu unverändert. Die Dauer der Entflammungsphase sowie der Abstand zwischen der 1% und 50%-Lage erreichen in Abbildung 6.15b ein Minimum bei

6. Erweiterung des Modells für Brennverlaufsrechnungen

$\lambda_L = \text{ca. } 0.45 \text{ bis } 0.57$. Offensichtlich ist der gewählte ESB optimal für diese Einspritzmasse. Zum Effekt der mit der Kraftstoffmasse variierenden Ladungsschichtung addiert sich die Abnahme des Restgasanteils bei zunehmendem Luftliefergrad, die eine schnellere Energieumsetzung ermöglicht. Dadurch wird auch der größere Abstand zwischen 50%- und 90%-Lage bei niedrigem Luftliefergrad verständlich. Die Zonenaufteilung in Abbildung 6.15c zeigt kaum eine Änderung bei einer Variation des Luftliefergrades. Nach Abbildung 6.15d haben die Dauer der Hauptumsatzphase sowie die der Übergangsphase ein Minimum bei einem Luftliefergrad von $\lambda_L = \text{ca. } 0.45 \text{ bis } 0.57$, ähnlich wie die Linien konstanter Energieumsetzung.

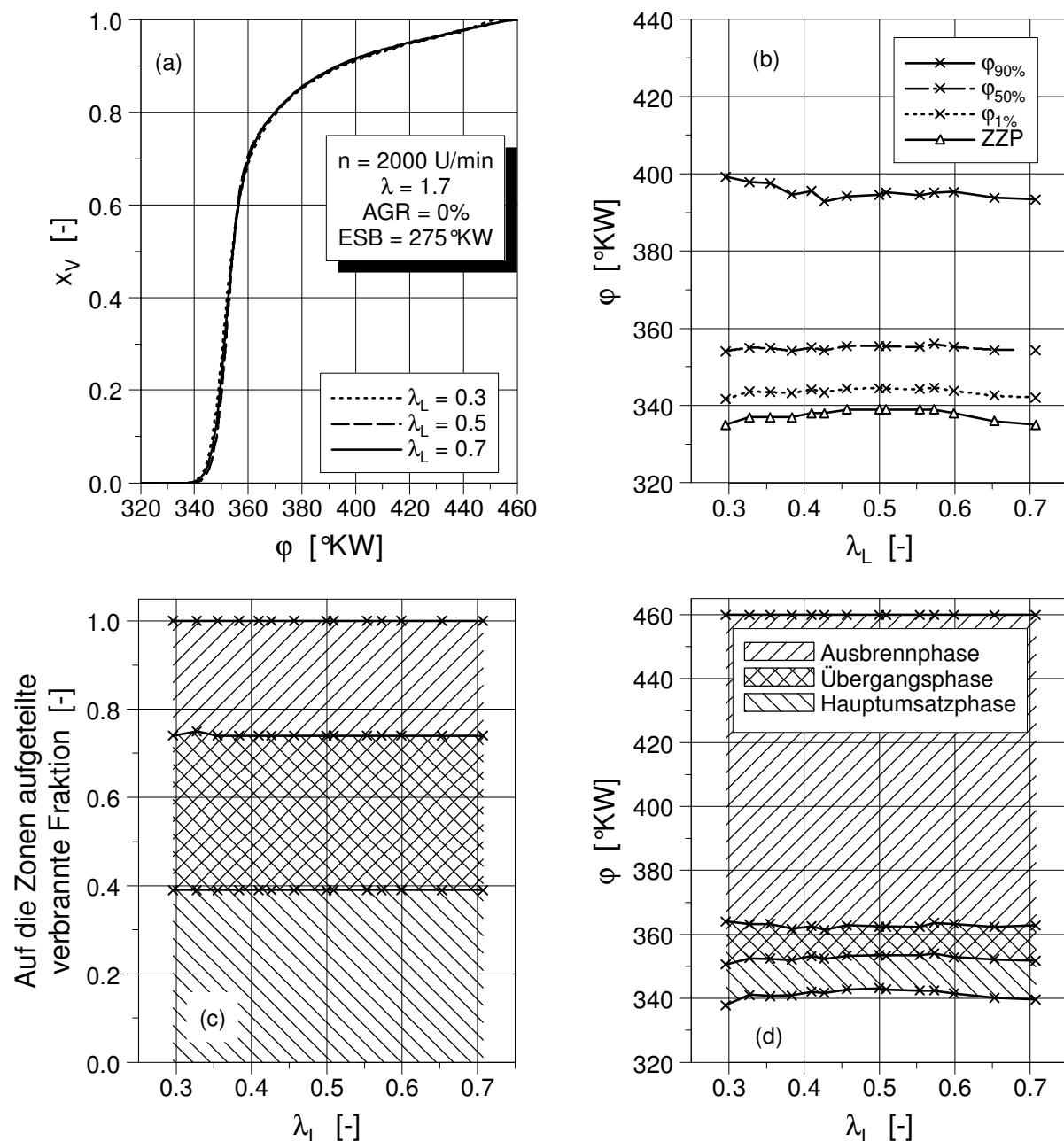


Abbildung 6.15: Energieumsetzung und Verbrennungsphasen bei einer Variation des Liefergrades mit konstanter 50%-Lage

Damit sind alle Einflussparameter für zwei unterschiedliche Motoren (Versuchsträger II und III) untersucht und betrachtet worden. Alle Einflussgrößen für eine mathematische Formulierung im Hinblick auf eine Brennverlaufsprognose sind damit bekannt.

6.3. Mathematische Formulierung der Kennfeldabhängigkeiten

Das neue Verbrennungsmodell hat zwei Stoßrichtungen: zum einen soll eine gemessene Einzelverbrennung möglichst genau abgebildet werden, um eine Prozessrechnung möglichst realistisch durchführen zu können; zum anderen soll eine gewisse Prognosefähigkeit erreicht werden um nicht ausschließlich auf Messungen angewiesen zu sein, die bei neuen Motorkonzepten in der Regel nur in begrenztem Umfang vorliegen. Die detaillierte Modellierung der Einzelverbrennung wurde in Kapitel 5.2 ausführlich beschrieben und soll an dieser Stelle nicht weiter diskutiert werden. Dieses Kapitel dient ausschließlich der Darstellung des Verfahrens, mit Hilfe eines vermessenen Referenzpunktes Brennverläufe für andere Kennfeldpunkte zu berechnen.

Die Aufgabe des Prognosemodells ist es, die Zusammenhänge zwischen den motorischen Einflussparametern a_i ,

$$\lambda, x_{RG}, ZZZP, n, \lambda_L, LBK, ESB,$$

und den EBV-Parametern b_j ,

$$VB_1, VD_1, VD_3, y_P, \beta,$$

festzustellen und mathematisch zu formulieren.

Ausgangspunkt aller zu ermittelnden Abhängigkeiten ist ein gewählter Referenzpunkt. Die Werte der Betriebsparameter des Referenzpunktes sind für den Homogenbetrieb in Kap. 6.1 und für den Schichtbetrieb in Kap. 6.2 tabellarisch zusammengestellt. Die 50%-Lage wurde durch ZZZP-Anpassung konstant gehalten. Ausgehend von diesem Referenzpunkt wurde jeweils ein Betriebsparameter variiert. Unter der Voraussetzung, dass die Einflüsse der einzelnen Betriebsparameter in ihrer Wirkung auf den Verbrennungsablauf als voneinander unabhängig zu betrachten sind, ist es zulässig, die für die einzelnen Betriebsgrößen ermittelten Kurven unabhängig voneinander darzustellen und für die Ermittlung des Gesamteinflusses miteinander zu verknüpfen [26], [27], [34].

In Kap. 6.1 und 6.2 sind die Einflüsse der einzelnen Betriebsparameter auf die Zonenaufteilung der Verbrennung in Homogen- sowie in Schichtbetrieb dargestellt. Die expliziten Zusammenhänge zwischen Betriebsparameter und EBV-Parameter sind in Anhang A.3 zu

6. Erweiterung des Modells für Brennverlaufsrechnungen

finden. Diese Abhängigkeiten müssen mathematisch formuliert werden, um eine Prognose des Brennverlaufes zu ermöglichen. Es können mathematische Funktionen bestimmt werden, die den Verlauf der EBV-Parameter bei einer Variation der Betriebsparameter möglichst genau nachbilden. Da die EBV-Parameter durch einen stetigen Funktionsverlauf gekennzeichnet sind, eignen sich Polynome zu deren Abbildung. Bei den weiteren Untersuchungen zeigte sich, dass Polynome 2-er Ordnung eine hinreichende Abbildungsqualität gewährleisten.

Die allgemeine Formulierung eines Polynoms zweiter Ordnung lautet:

$$f(x) = c_2 \cdot x^2 + c_1 \cdot x + c_0 \quad (6-1)$$

Um eine dimensionslose Darstellung zu erhalten, werden die Einflussparameter a_i und die EBV-Parameter b_j jeweils auf den zugehörigen Wert der Referenzmessung bezogen:

$$\frac{a_i}{(a_i)_{\text{Ref}}} = \bar{a}_i \quad \frac{b_j}{(b_j)_{\text{Ref}}} = \bar{b}_j$$

Die Formulierung der Abhängigkeit in normierter Darstellung mit einem Polynom zweiter Ordnung lautet:

$$\bar{b}_j = c_2 \cdot \bar{a}_i^2 + c_1 \cdot \bar{a}_i + c_0 \quad (6-2)$$

Das Verfahren zur Bestimmung der Koeffizienten der Ausgleichspolynome c_0 , c_1 und c_2 mit der Methode der Minimierung der Summe der Fehlerquadrate ist in Anhang A.2 erläutert.

Unter der vorstehenden Voraussetzung, dass keine Wechselwirkungen stattfinden, können die Einflüsse der Betriebsparameter multiplikativ verknüpft werden,

$$\bar{b}_j = f_{b_j}(\bar{\lambda}) \cdot f_{b_j}(\bar{x}_{\text{RG}}) \cdot f_{b_j}(\bar{ZZP}) \cdot f_{b_j}(\bar{n}) \cdot f_{b_j}(\bar{\lambda}_L) \cdot f_{b_j}(\bar{LBK}) \cdot f_{b_j}(\bar{ESB}), \quad (6-3)$$

oder allgemein:

$$\bar{b}_j = \prod_i f_{b_j}(\bar{a}_i). \quad (6-4)$$

Die Einflussfunktionen in Gleichung (6-4) sind im Anhang A.3 zusammengestellt.

Nachdem die Werte der EBV-Parameter b_j bekannt sind, kann ein realistischer synthetischer Brennverlauf an einem beliebigen Punkt im Kennfeld berechnet werden.

6. Erweiterung des Modells für Brennverlaufsrechnungen

Das Schema des Verbrennungsmodells ist in Abbildung 6.16 dargestellt. Sind die Zusammenhänge zwischen den Betriebsparametern des Referenzpunktes und den EBV-Parametern festgelegt, ist das Verbrennungsmodell jetzt in der Lage, nach Eingabe der jeweiligen Betriebsparameter die EBV-Parameter für beliebige Punkte im Kennfeld zu berechnen.

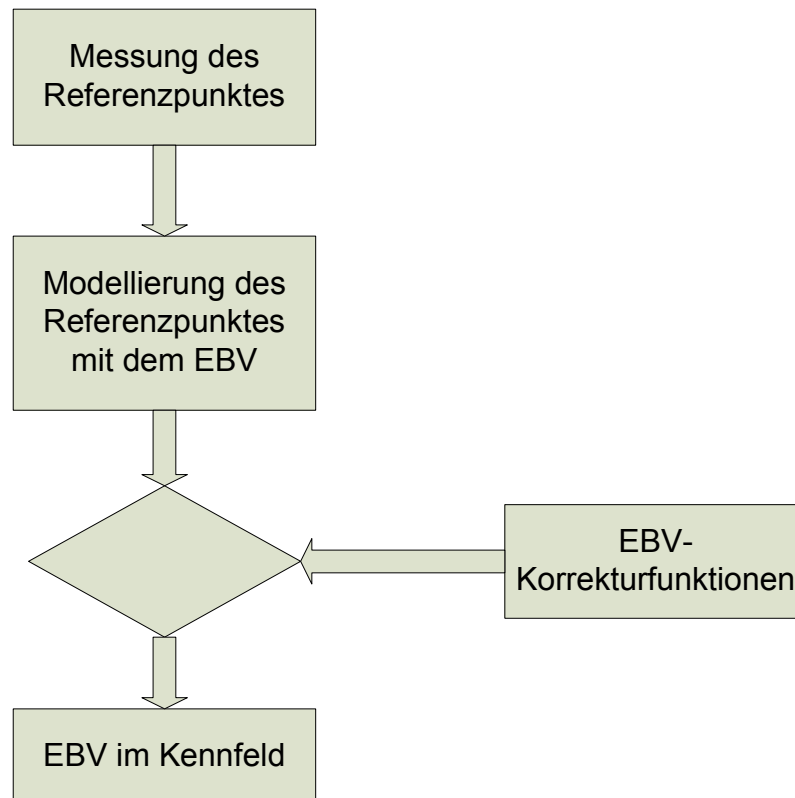


Abbildung 6.16: Schema des Verbrennungsmodells

7. Verifikation des Modells

Basierend auf im Kennfeld weitgehend gleichmäßig verteilten Betriebspunkten wird die Qualität der Verbrennungsprognose im Homogenbetrieb sowie im Schichtbetrieb nach dem im Kap. 6.3 vorgestellten Verfahren verifiziert. Darüber hinaus wird das Modell anhand einer einzelnen Referenzmessung an einen zweiten Motor angepasst und die Genauigkeit der Voraussage überprüft. Als Referenzpunkt wurde sowohl für den Homogenbetrieb als auch für den Schichtbetrieb der Betriebspunkt. $n = 2000 \text{ U/min}$, $p_{me} = 2 \text{ bar}$ gewählt. Dieser Betriebspunkt repräsentiert recht gut den Teillastbetrieb des Motors und kann für die Simulation eines Fahrzyklus (vgl. Kap.1) herangezogen werden.

Zur Vorausberechnung eines Brennverlaufes sind die folgenden Schritte notwendig:

- Vermessung des Druckverlaufes und Berechnung des Brennverlaufes eines definierten Referenzpunktes
- Berechnung der EBV-Parameter des Referenzpunktes
- Bestimmung der EBV-Parameter eines beliebigen Betriebspunktes nach Eingabe der Betriebsparameter
- Berechnung des synthetischen Brennverlaufes

Aus dem Vergleich zwischen synthetischem und realem Brennverlauf kann die Qualität der Brennverlaufsprognose bewertet werden. Dazu werden die aus den synthetischen Brennverläufen berechneten Verläufe der Prozessgrößen Zylinderdruck und Gastemperatur mit den realen Verläufen verglichen. Um die Qualität der Prognosenergebnisse zu quantifizieren, werden folgende charakteristische Prozessgrößen verglichen:

- Indizierter Mitteldruck p_{mi}
- Maximaler Zylinderdruck p_{Max}
- Maximale Massenmitteltemperatur T_{Max}
- Zylinderdruck bei Auslass öffnet $p_{A\ddot{o}}$
- Gastemperatur bei Auslass öffnet $T_{A\ddot{o}}$

Diese Rechengröße charakterisieren den Verbrennungsprozess und sind Ausgangsbasis für weitere Modelle, die u. a. zur Berechnung der Motorleistungscharakteristik (p_{mi}) sowie der Bauteilbelastung (p_{Max}), der Schadstoffemissionen (T_{Max}) und des Ladungswechselprozess ($p_{A\ddot{o}}$, $T_{A\ddot{o}}$) dienen.

7.1. Verifikation der Verbrennungsprognose im Homogenbetrieb mit innerer Gemischbildung

Die zur Verifikation des Prognosemodells gewählten Betriebspunkte und Betriebspunktdaten inklusive des Referenzpunktes (ausgefülltes Symbol) sind in Abbildung 7.1 und in Tabelle 7.1 dargestellt.

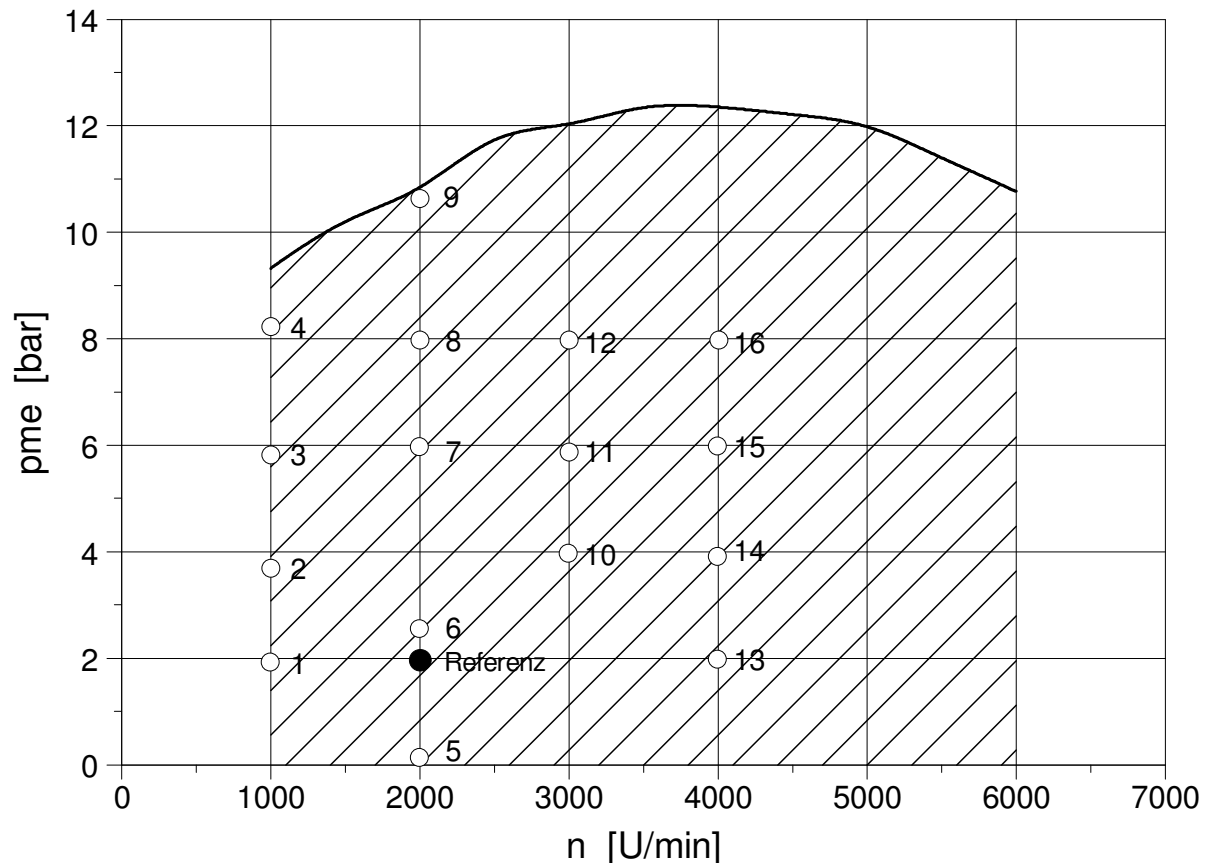


Abbildung 7.1: Betriebspunkte zur Modellvalidierung im Homogenbetrieb

Die synthetischen Brennverläufe der betrachteten Betriebspunkte decken sich mit guter Genauigkeit mit dem jeweiligen realen Verlauf sowohl in der Hauptumsatzphase als auch in der Ausbrennphase, Abbildung 7.2 und Abbildung 7.3.

Zusätzlich verdeutlichen die beispielhaft in Abbildung 7.4 bis Abbildung 7.7 dargestellten Prozessgrößen die durchwegs gute Modellqualität, zumal die betrachteten vier Betriebspunkte in den Randbereichen des betrachteten Kennfeldbereiches liegen, also relativ weit entfernt vom Referenzpunkt.

7.Verifikation des Modells

	n U/min	pme bar	λ -	λ_L -	ZZP °KW	AGR %	LBK %
Referenz	2000	1.95	1.00	0.28	343.4	0	0
TP1	1000	1.93	1.20	0.31	341.0	0	0
TP2	1000	3.68	1.00	0.39	338.9	20	0
TP3	1000	5.81	1.07	0.59	351.8	0	0
TP4	1000	8.23	1.00	0.72	356.6	0	36
TP5	2000	0.08	1.20	0.14	327.3	0	0
TP6	2000	2.50	0.99	0.30	330.3	21	0
TP7	2000	5.96	1.00	0.53	347.6	0	0
TP8	2000	7.98	1.00	0.67	352.0	0	0
TP9	2000	10.71	0.91	0.89	348.0	0	40
TP10	3000	3.96	1.00	0.41	344.5	0	0
TP11	3000	5.89	1.00	0.54	347.0	0	0
TP12	3000	7.97	1.01	0.69	350.5	0	0
TP13	4000	1.98	1.01	0.29	340.1	0	0
TP14	4000	3.93	1.00	0.43	343.5	0	0
TP15	4000	6.00	1.00	0.57	345.4	0	0
TP16	4000	7.99	0.98	0.74	351.5	0	0

Tabelle 7.1: Betriebspunktdata zur Modellvalidierung im Homogenbetrieb

Die Prozessgrößen Druck und Temperatur sowie die jeweiligen Maximalwerte werden von der Modellierung mit guter Genauigkeit wiedergegeben. Bei allen vier Punkten zeigt sich eine hohe Übereinstimmung der Werte beim Zeitpunkt Auslass schließt. Die größte Abweichung des realen vom synthetischen Brennverlauf wird beim Betriebspunkt 16 beobachtet. Dieser Testpunkt hat den größten Abstand zum Referenzpunkt. Die Genauigkeit der Prognose ist hier geringer als in unmittelbarer Nähe des Referenzpunktes.

7.Verifikation des Modells

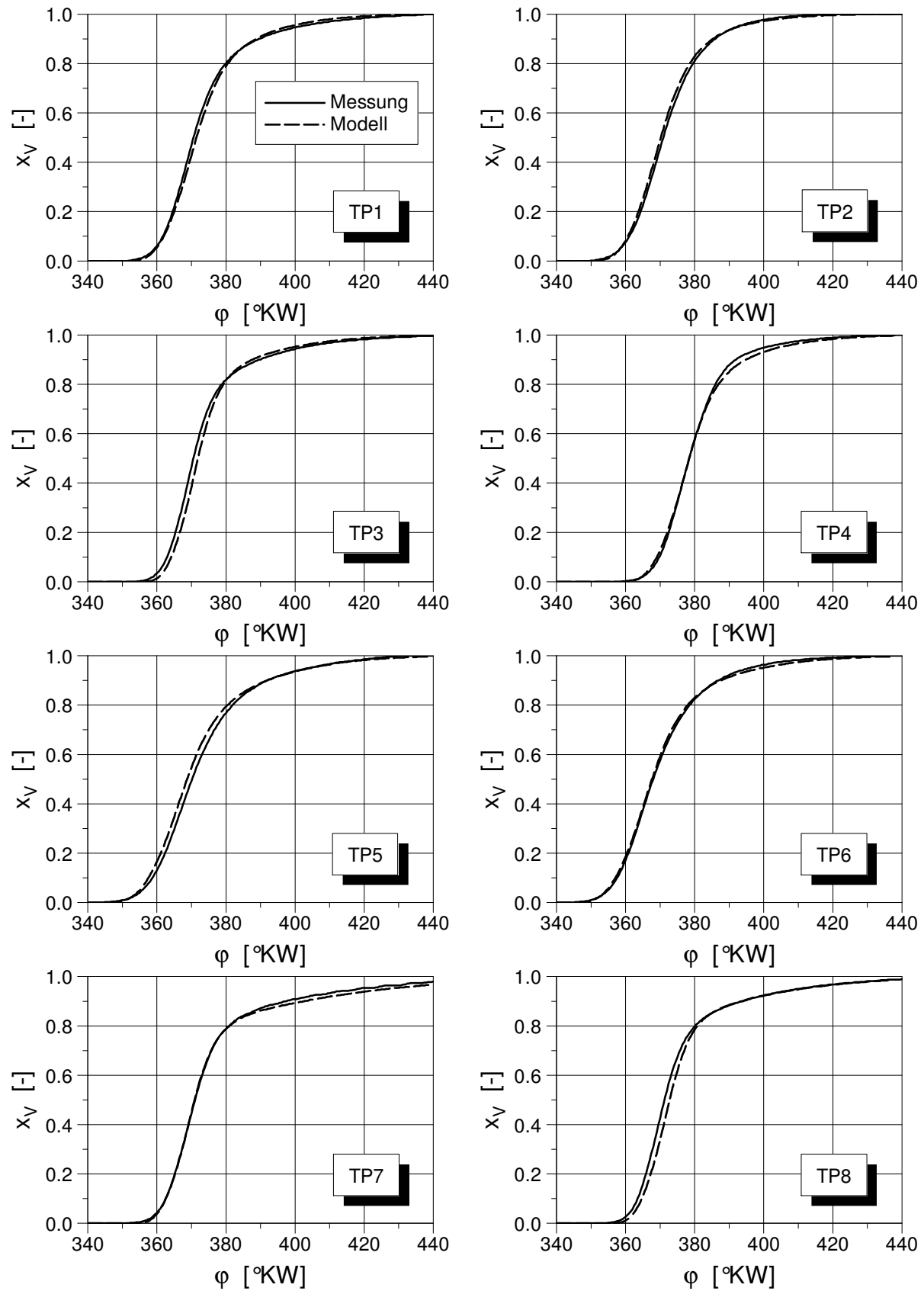


Abbildung 7.2: Gegenüberstellung realer und vorausberechneter Brennverläufe für die Betriebspunkte 1 bis 8

7.Verifikation des Modells

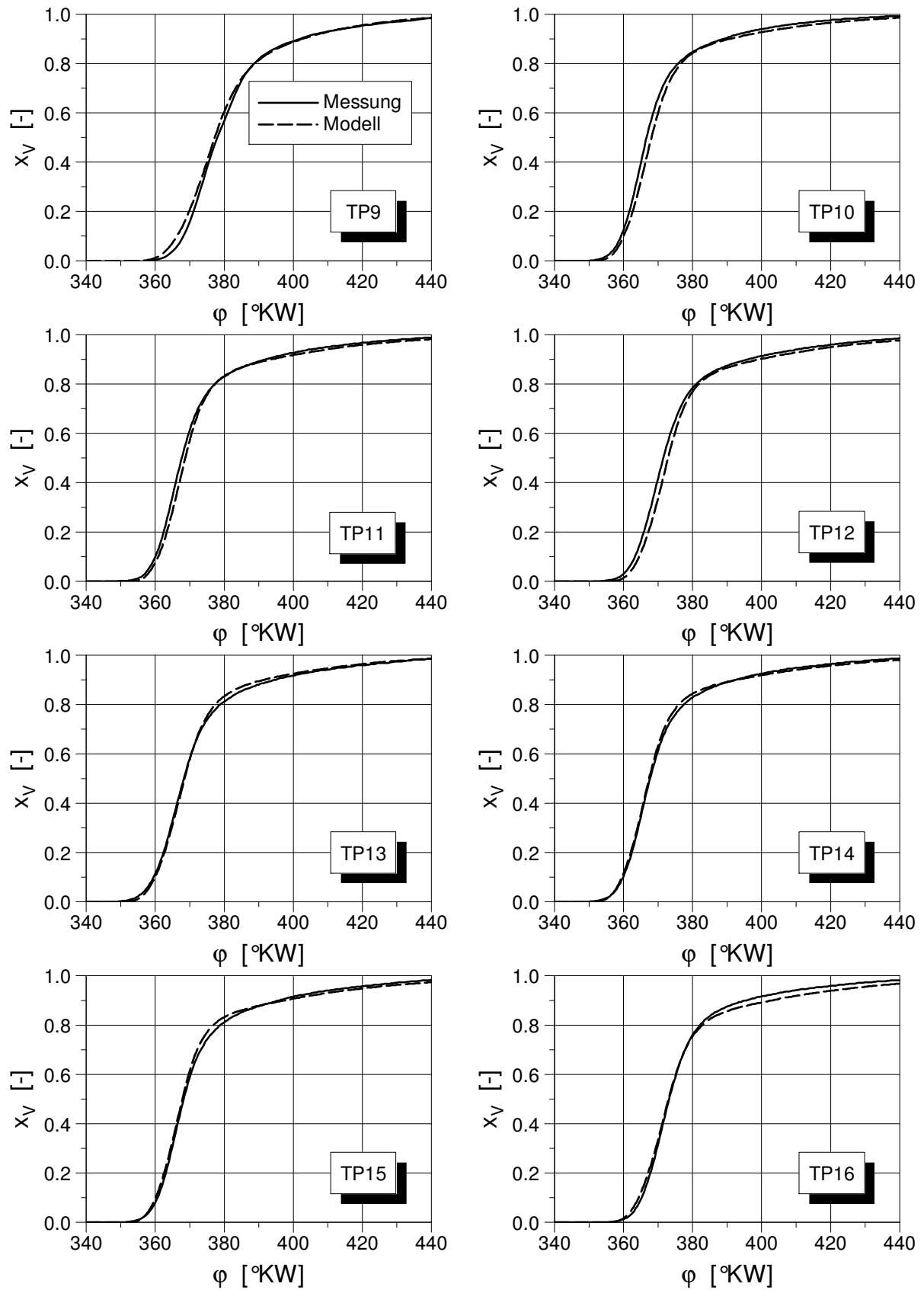


Abbildung 7.3: Gegenüberstellung realer und vorausberechneter Brennverläufe für die Betriebspunkte 9 bis 16

7.Verifikation des Modells

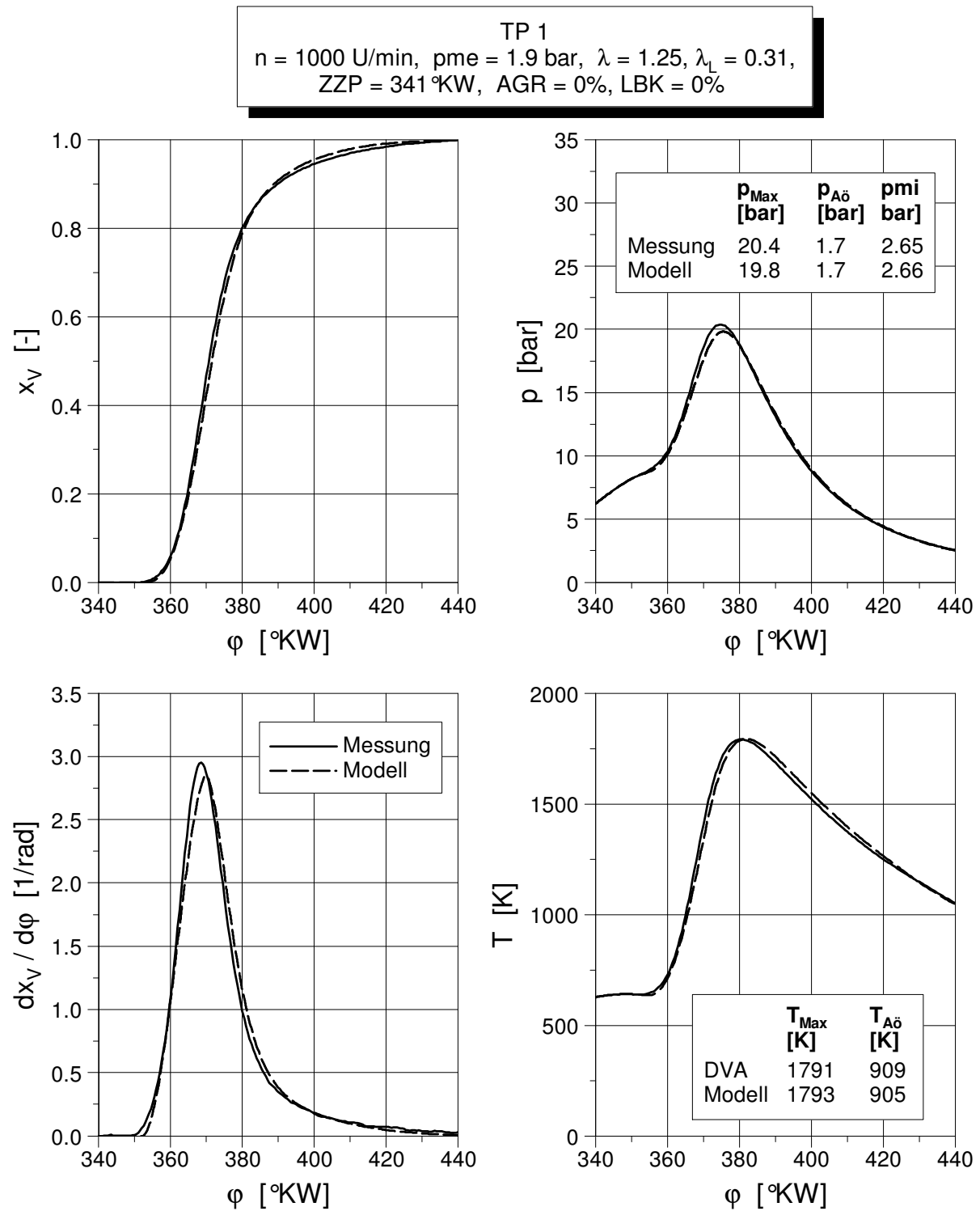


Abbildung 7.4: Reale und synthetische Verläufe der Energieumsetzung und der Prozessgrößen im Betriebspunkt 1

7.Verifikation des Modells

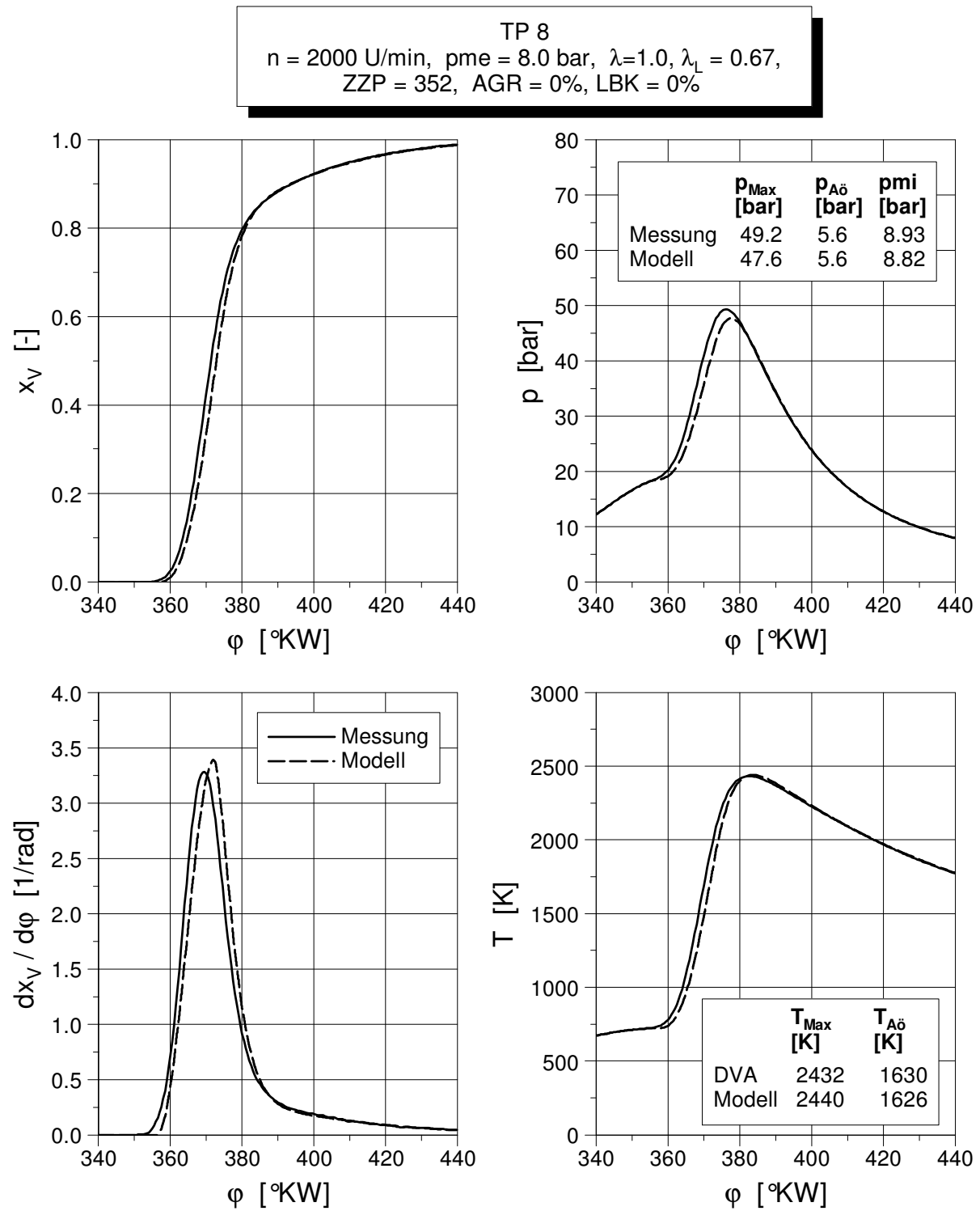


Abbildung 7.5: Reale und synthetische Verläufe der Energieumsetzung und der Prozessgrößen im Betriebspunkt 8

7.Verifikation des Modells

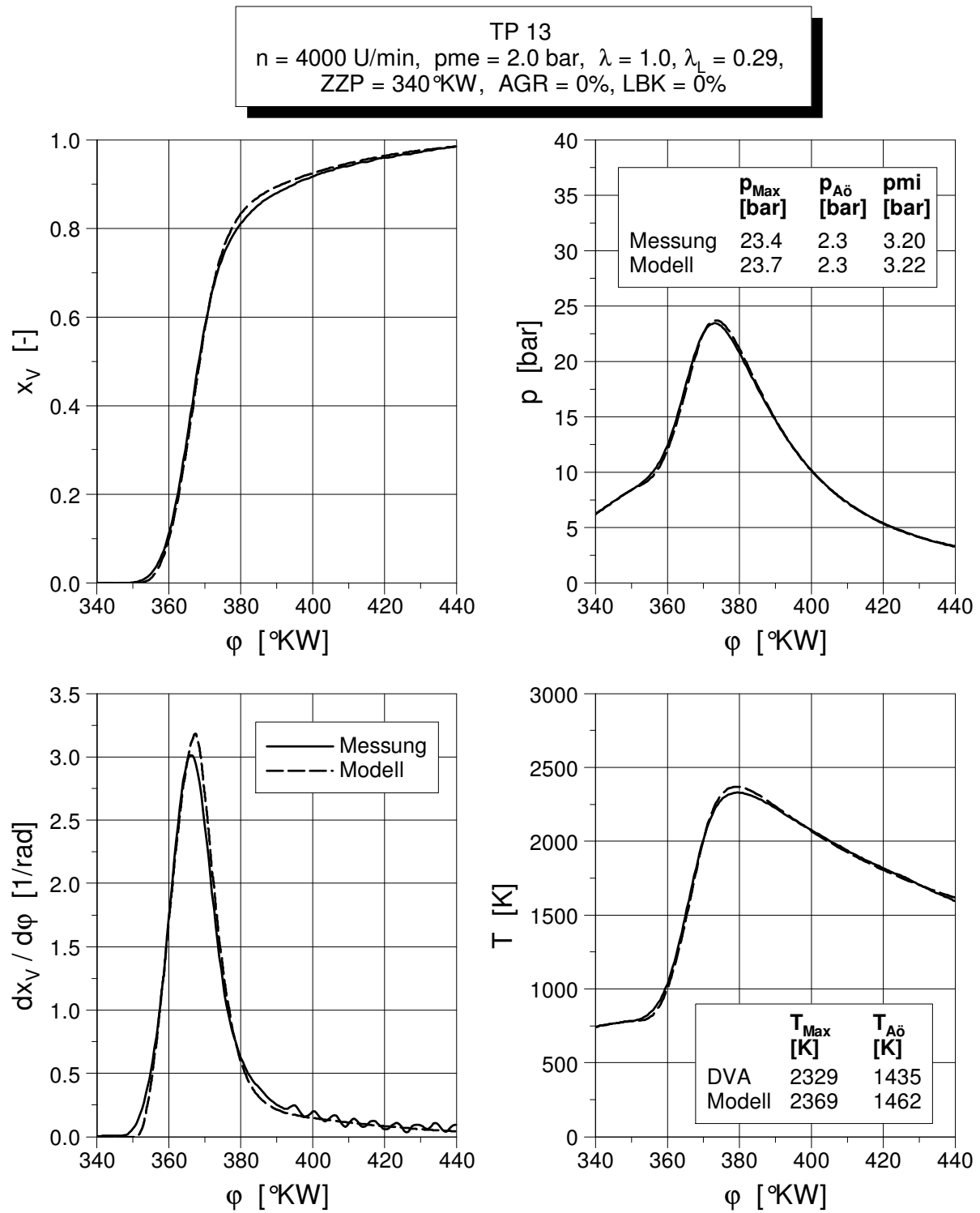


Abbildung 7.6: Reale und synthetische Verläufe der Energieumsetzung und der Prozessgrößen im Betriebspunkt 13

7.Verifikation des Modells

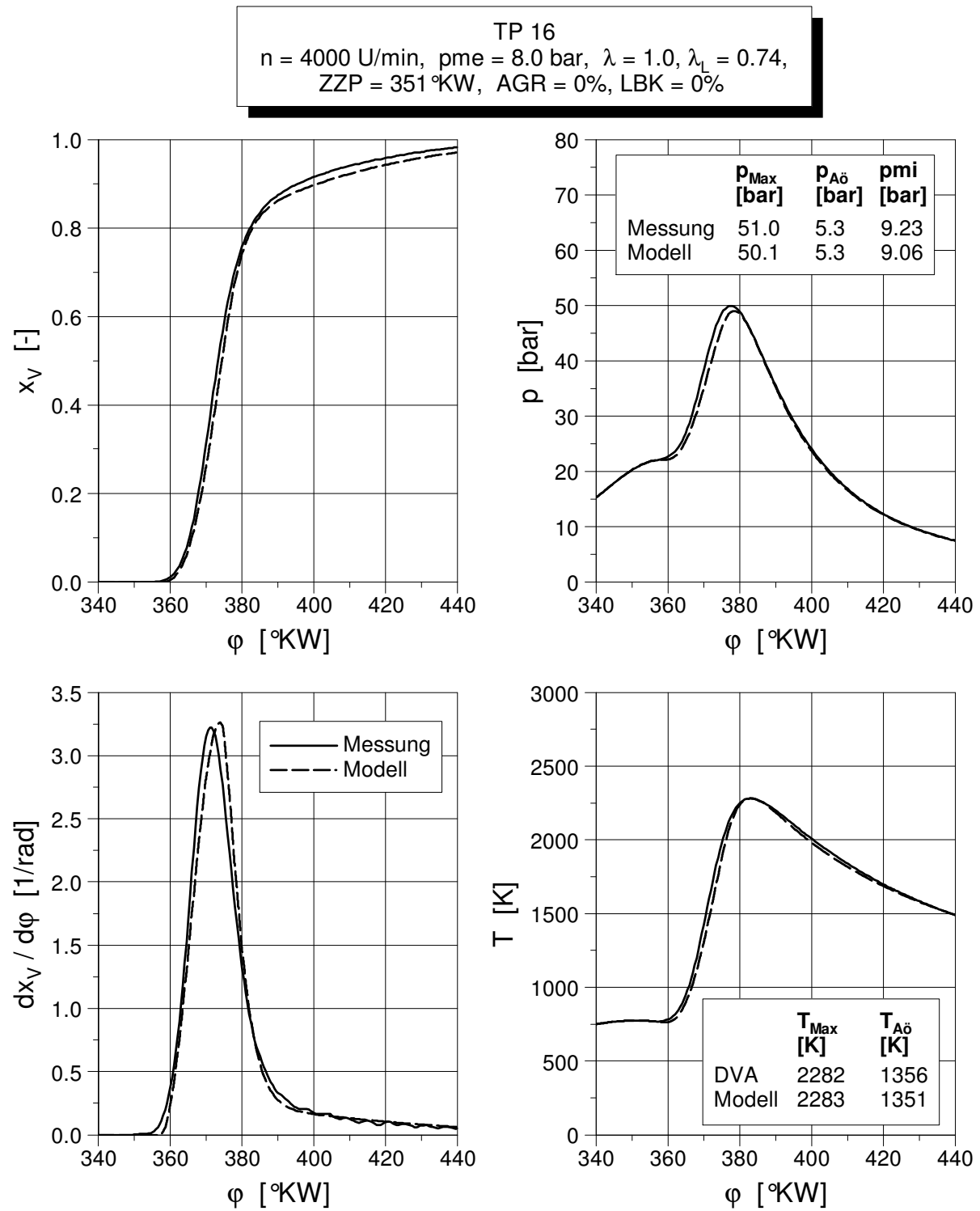


Abbildung 7.7: Reale und synthetische Verläufe der Energieumsetzung und der Prozessgrößen im Betriebspunkt 16

7.2. Verifikation der Verbrennungsprognose im Schichtbetrieb mit innerer Gemischbildung

Die zur Verifizierung der Modellprognose für den Schichtbetrieb gewählten Betriebspunkte sowie die Betriebspunktdata gehen aus Abbildung 7.8 und Tabelle 7.2 hervor. Der Betrieb des direkteinspritzenden Motors mit Schichtladung ist auf niedrige Last und Drehzahl begrenzt. Außerhalb dieses Kennfeldbereiches kann mit dem untersuchten Brennverfahren kein Betrieb mit Schichtladung dargestellt werden. Der gewählte Referenzpunkt $n = 2000 \text{ U/min}$, $p_{me} = 2 \text{ bar}$ befindet sich damit weitgehend in der Mitte des Schichtladungskennfeldes.

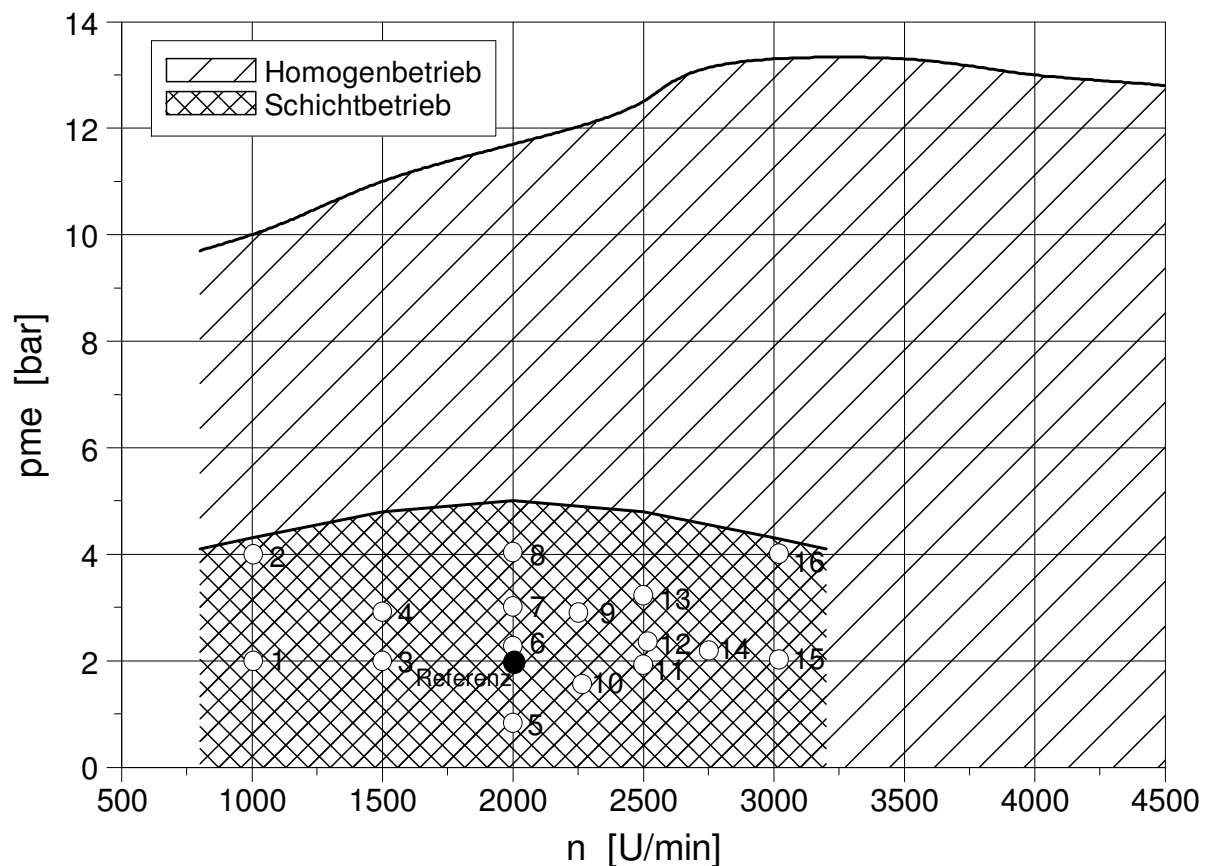


Abbildung 7.8: Betriebspunkte zur Modellvalidierung im Schichtbetrieb

Die realen und die synthetischen Brennverläufe der Testpunkte sind in Abbildung 7.9 und Abbildung 7.10 dargestellt. Infolge der Wechselwirkung zwischen Gemischbildung und Verbrennung unterscheiden sich deshalb die Brennverläufe des Schichtbetriebes deutlich von denen des Homogenbetriebes. Aufgrund der großen Anzahl an Einstellparametern sowie auch deren möglicher Variationsbreite besteht ein erheblicher Einfluss auf die Gemischbildung. Der Einfluss der Gemischbildung verursacht, dass die berechneten Verläufe im Schichtbetrieb sich stärker von den realen Verläufen als im Homogenbetrieb unterscheiden.

7.Verifikation des Modells

Immerhin kann das Verbrennungsmodell gute Ergebnisse innerhalb des gesamten Schichtbetriebskennfeldes liefern. Der Verlauf des Hauptumsatzes wird gut wiedergegeben, auch der schleppende Verlauf der Ausbrennphase wird gut modelliert.

	n U/min	pme bar	λ -	λ_L -	ZZP °KW	ESB °KW	AGR %
Referenz	2000	2.03	1.68	0.44	338	275	0
TP1	1000	2.00	1.99	0.62	329	275	0
TP2	1000	4.00	1.50	0.70	336	285	0
TP3	1500	2.01	1.73	0.37	337	290	21
TP4	1500	2.93	1.50	0.37	336	268	20
TP5	2000	0.85	1.70	0.33	336	275	0
TP6	2000	2.28	1.70	0.43	335	275	17
TP7	2000	3.02	1.24	0.46	335	270	0
TP8	2000	4.04	1.43	0.51	340	261	11
TP9	2250	2.92	1.54	0.46	331	257	15
TP10	2265	1.56	1.88	0.47	343	270	0
TP11	2500	1.93	1.68	0.42	336	275	0
TP12	2500	2.37	1.53	0.62	328	256	0
TP13	2500	3.23	2.18	0.72	328	269	0
TP14	2750	2.20	1.42	0.40	333	268	0
TP15	3000	2.03	1.99	0.54	332	281	0
TP16	3000	4.01	1.52	0.62	326	250	0

Tabelle 7.2: Betriebspunktdata zur Modellvalidierung im Schichtbetrieb

Auch für den Schichtbetrieb werden beispielhaft die Prozessgrößen für vier Betriebspunkte bestimmt, Abbildung 7.11 bis Abbildung 7.14. Die synthetischen Werte stimmen mit den realen gut überein. Die größte Abweichung wird beim Betriebspunkt 8 festgestellt. Hier wird eine zu geringe Brenngeschwindigkeit in der Hauptumsatzphase prognostiziert. Bei diesem Betriebspunkt unterscheiden sich die Einstellparameter von denen des Referenzpunktes stark: früher ESB, später ZZP, relativ hohe AGR-Rate. Bei diesen extremen Bedingungen führt die multiplikative Verknüpfung dieser Effekte zu einer Unterschätzung der Brenngeschwindigkeit. Die Differenz bezüglich der Maximalwerte von Zylinderdruck und Gastemperatur beträgt ca. 5%. Die Prozessgrößen zum Zeitpunkt Auslass öffnet werden mit guter Genauigkeit wiedergegeben.

7.Verifikation des Modells

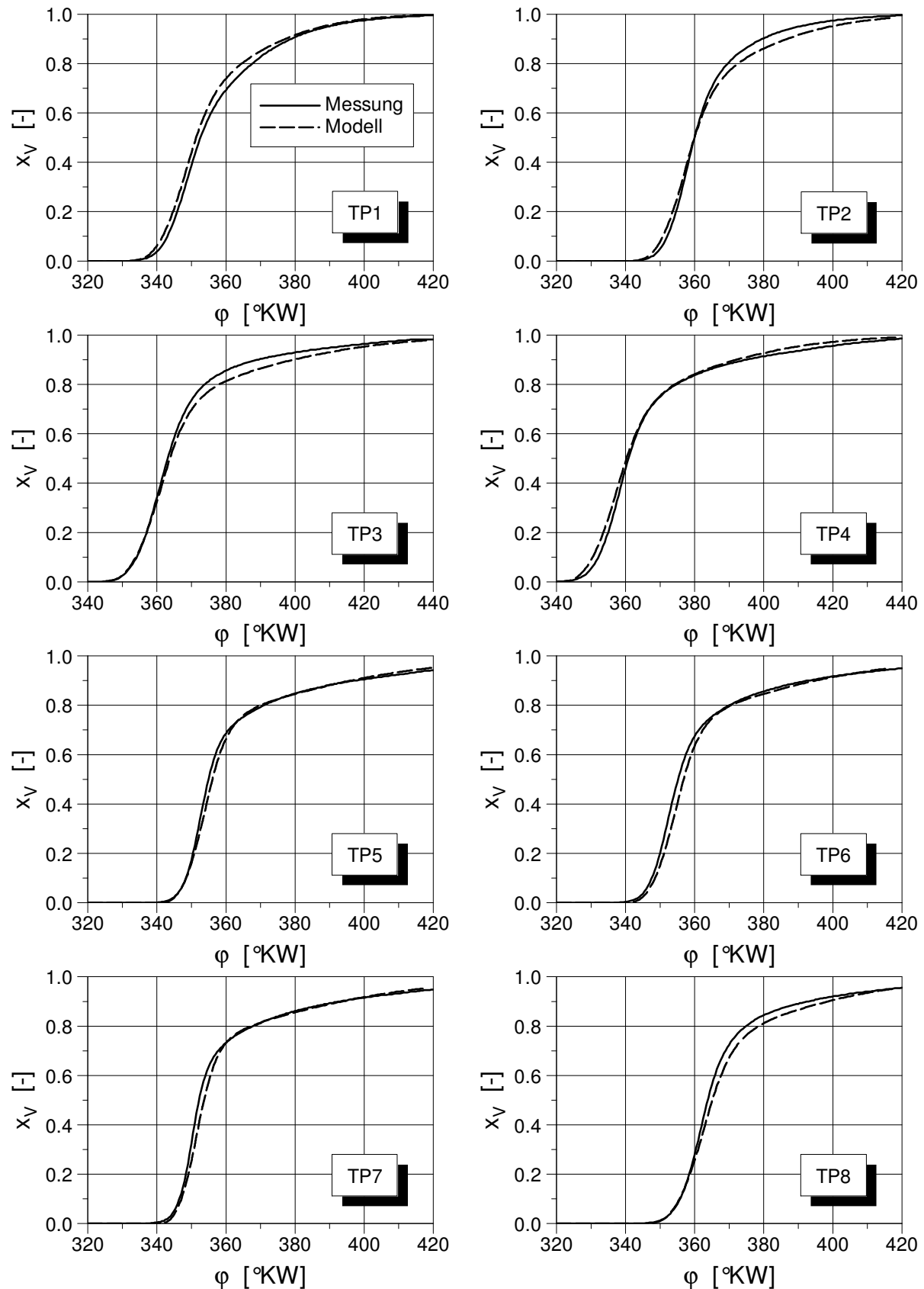


Abbildung 7.9: Gegenüberstellung realer und vorausberechneter Brennverläufe im Schichtbetrieb für die Betriebspunkte 1 bis 8

7.Verifikation des Modells

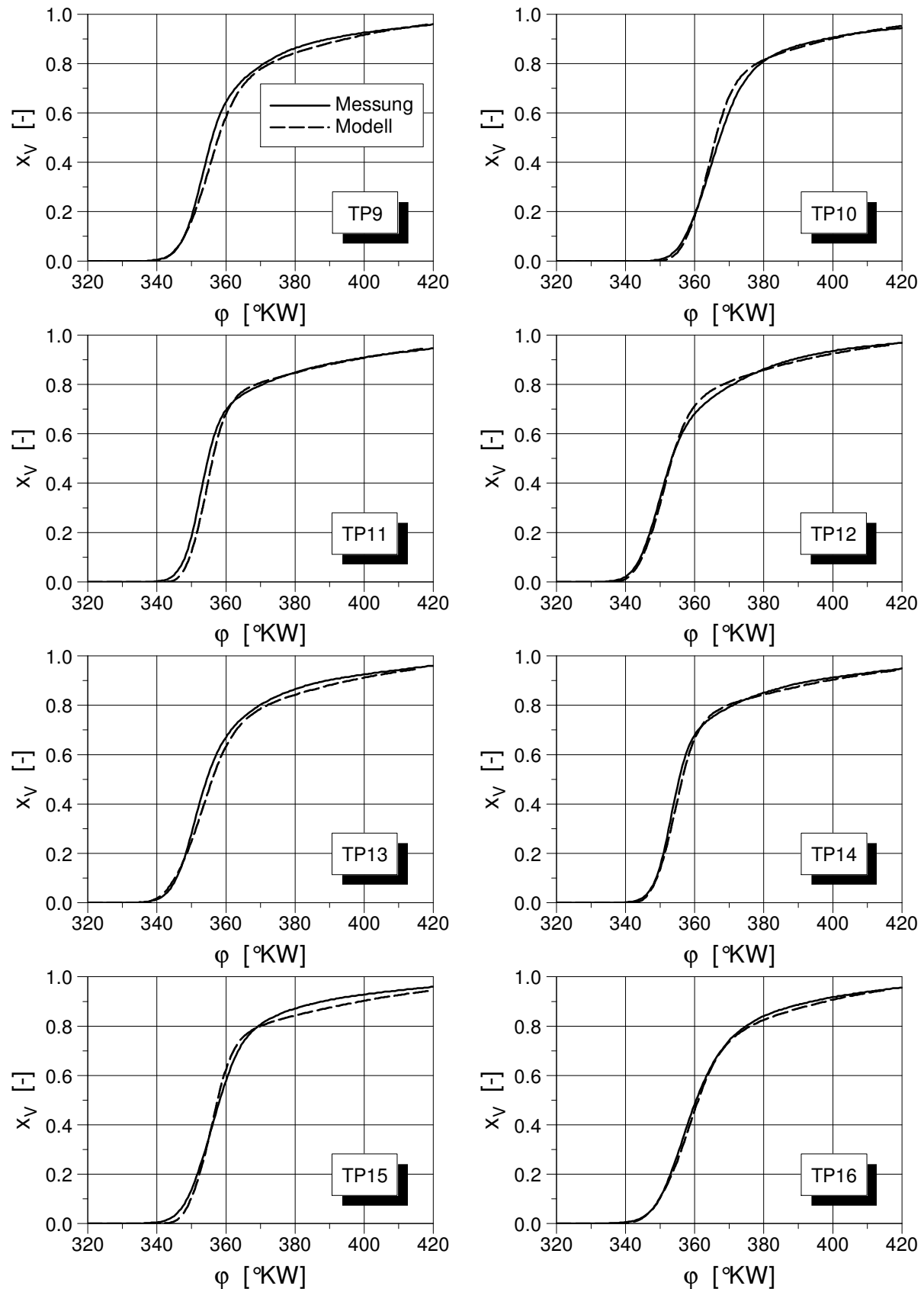


Abbildung 7.10: Gegenüberstellung realer und vorausberechneter Brennverläufe im Schichtbetrieb für die Betriebspunkte 9 bis 16

7.Verifikation des Modells

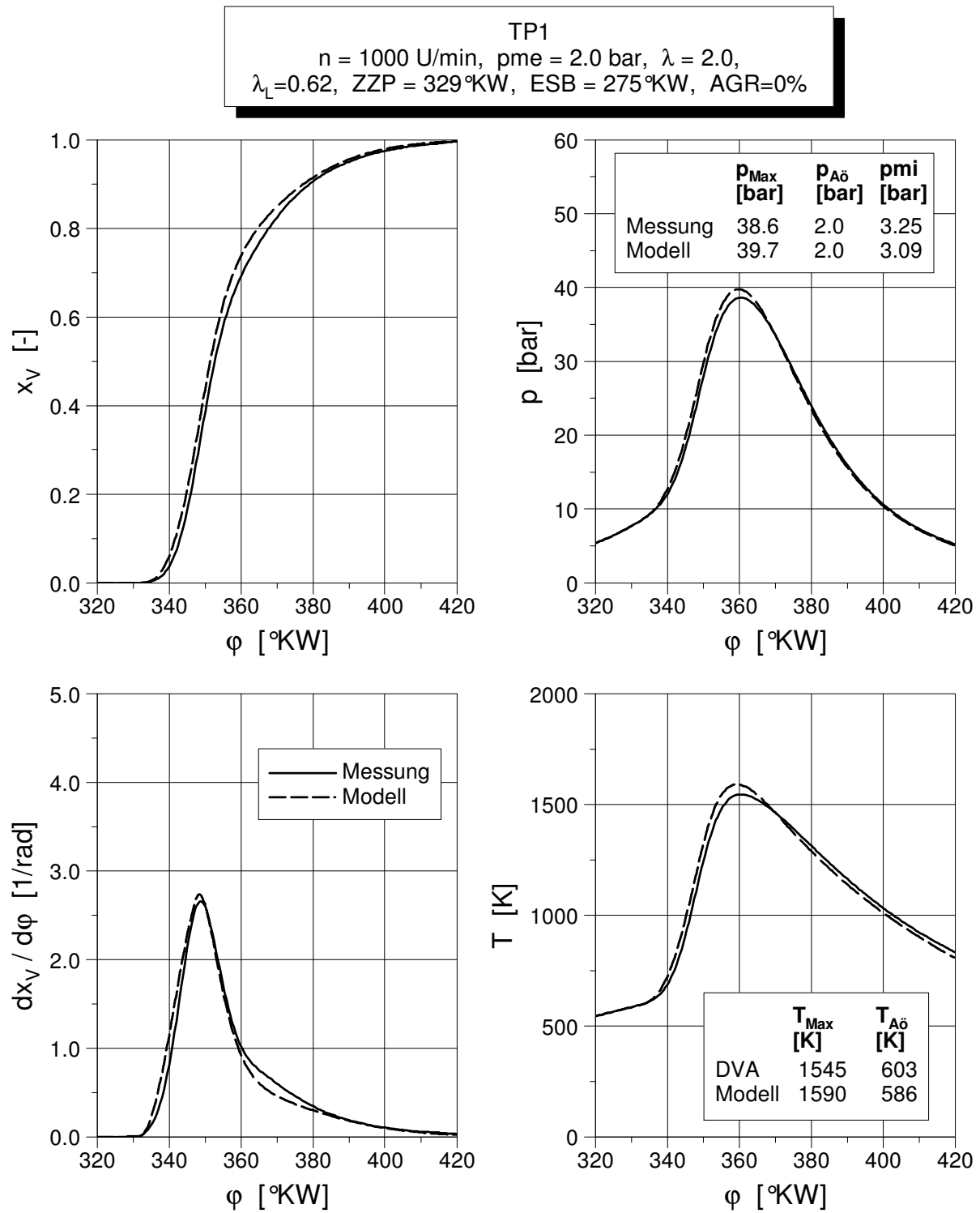


Abbildung 7.11: Reale und synthetische Verläufe der Energieumsetzung und der Prozessgrößen im Betriebspunkt 1

7.Verifikation des Modells

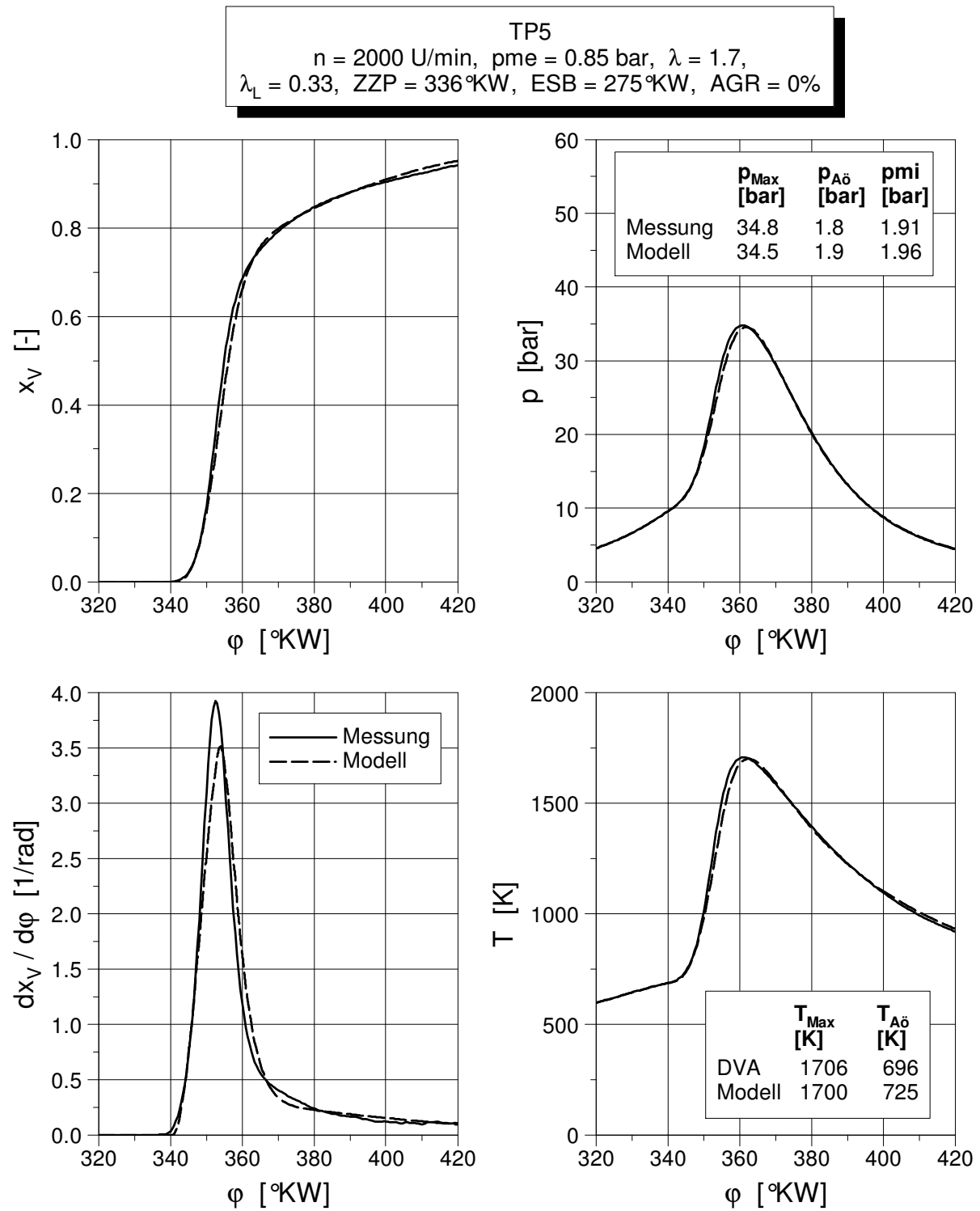


Abbildung 7.12: Reale und synthetische Verläufe der Energieumsetzung und der Prozessgrößen im Betriebspunkt 5

7.Verifikation des Modells

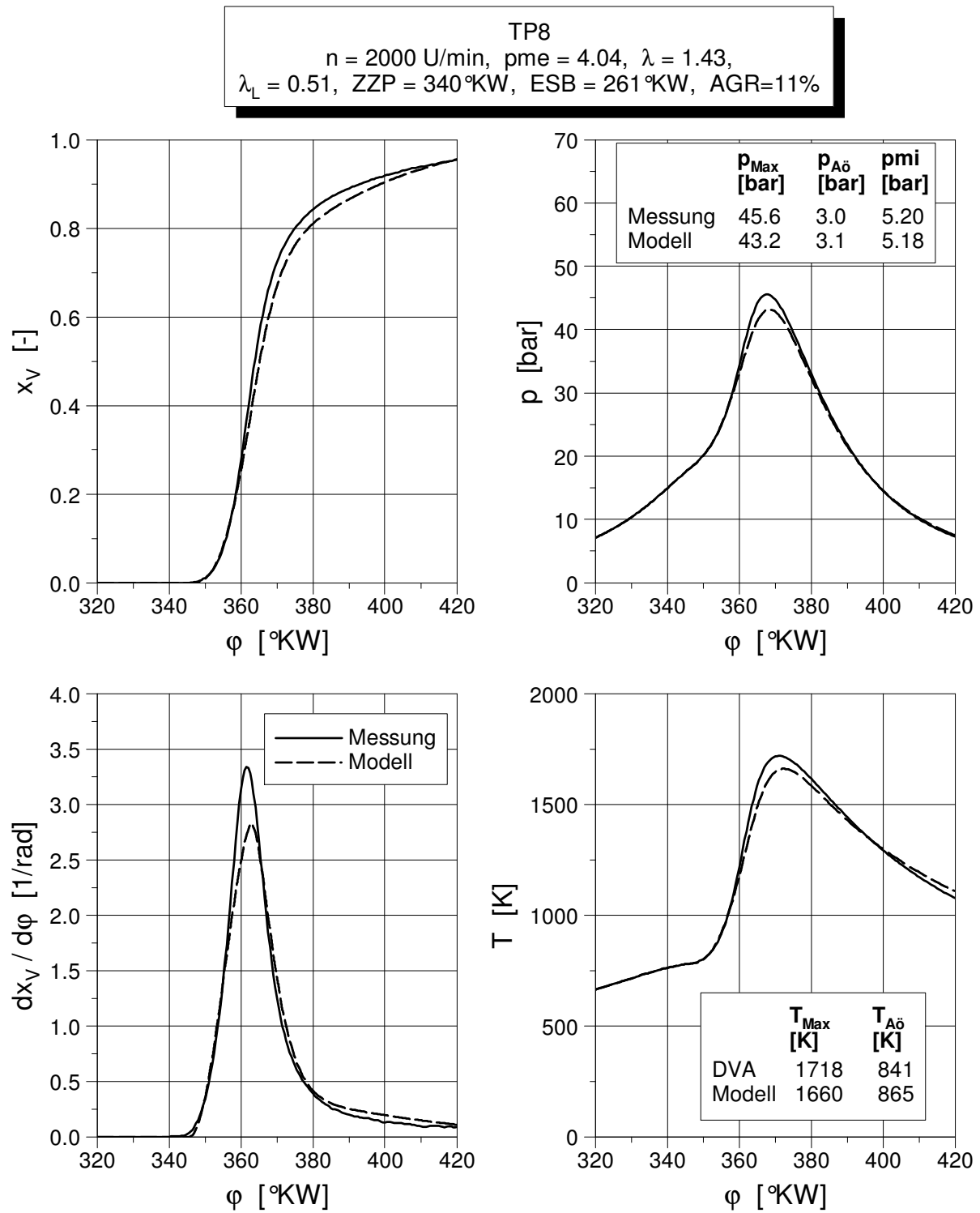


Abbildung 7.13: Reale und synthetische Verläufe der Energieumsetzung und der Prozessgrößen im Betriebspunkt 8

7.Verifikation des Modells

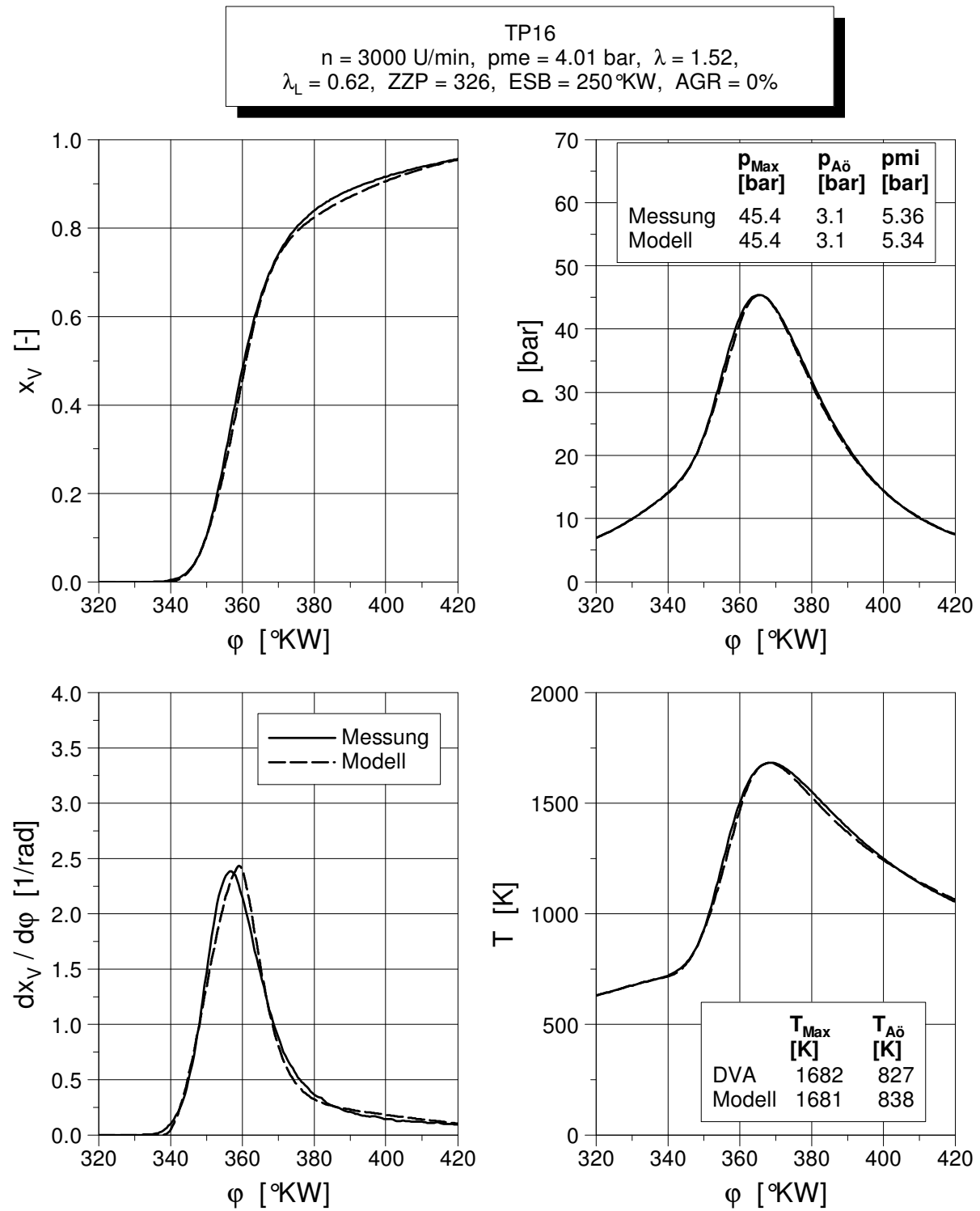


Abbildung 7.14: Reale und synthetische Verläufe der Energieumsetzung und der Prozessgrößen im Betriebspunkt 16

7.3. Verifikation der Verbrennungsprognose bei einem Motor mit äußerer Gemischbildung

Das Potential dem Modells, Verbrennungsabläufe eines beliebigen Motors zu prognostizieren, von dem nur eine Referenzmessung zur Kalibrierung des Modells vorhanden ist, wird an dem im Kap.4 beschriebenen Motor mit äußerer Gemischbildung (Versuchsträger IV) geprüft. Es wurde ein Satz von relevanten Betriebspunkten benutzt, der aus vorhandenen Messdaten zu Verfügung stand. Ausgehend von dem gemessenen Referenzpunkt wird der Brennverlauf für die in Abbildung 7.15 und in Tabelle 7.3 dargestellten Betriebspunkte berechnet und in Abbildung 7.16 mit dem realen Verlauf verglichen.

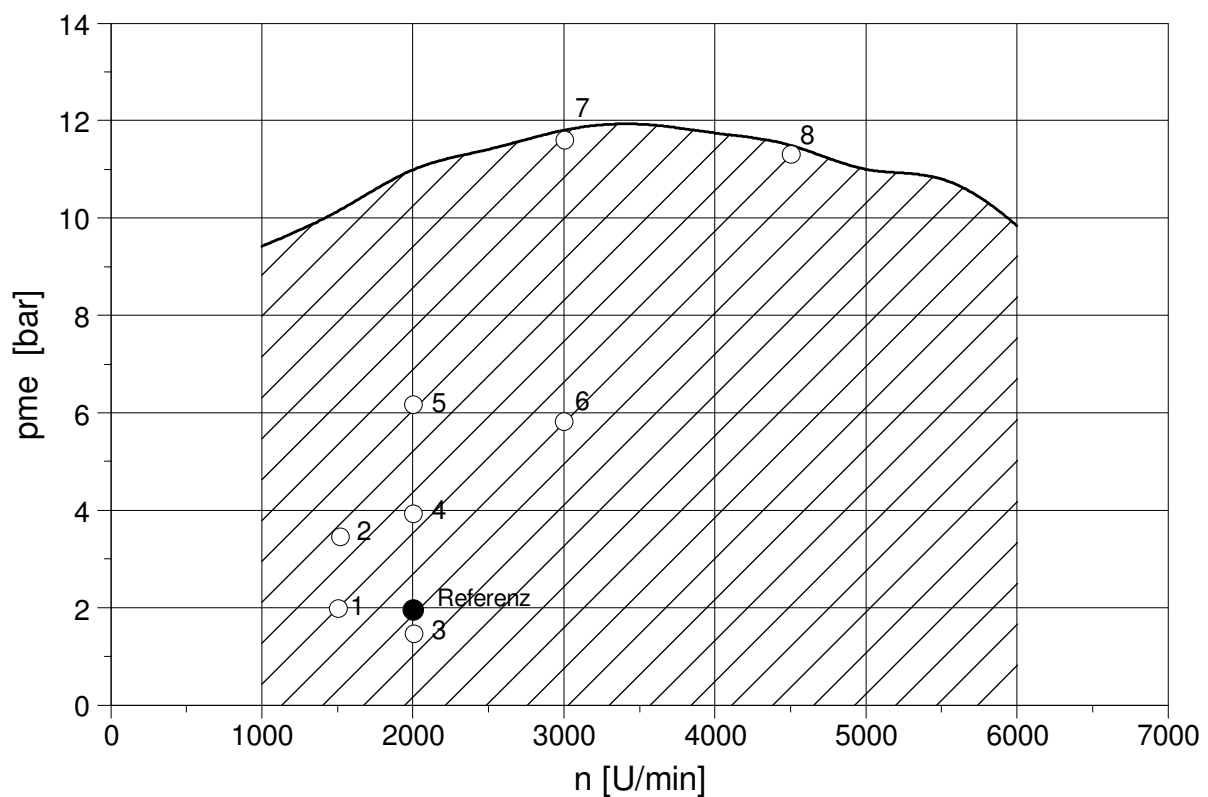


Abbildung 7.15: Betriebspunkte zur Modellvalidierung am Motor mit äußerer Gemischbildung (Versuchsträger IV)

7.Verifikation des Modells

	n U/min	pme bar	λ -	λ_L -	ZZP °KW	AGR %
Referenz	2004	1.99	1.00	0.32	326.3	0
TP1	1503	1.99	1.00	0.33	331.6	0
TP2	1517	3.46	1.01	0.43	338.9	0
TP3	2003	1.47	1.20	0.31	326.2	0
TP4	2003	3.93	1.00	0.45	332.5	0
TP5	2001	6.18	1.00	0.58	336.3	0
TP6	3000	5.82	1.00	0.63	337.9	0
TP7	3003	11.61	0.92	0.95	339.1	0
TP8	4503	11.31	0.90	0.96	339.4	0

Tabelle 7.3: Betriebspunktdata zur Modellvalidierung am Motor mit äußerer Gemischbildung (Versuchsträger IV)

Der Brennverlauf wird bei allen untersuchten Testpunkten gut nachgebildet. Durch die Kalibrierung des Modells am Referenzpunkt werden die unterschiedlichen Eigenschaften des Brennverfahrens des zu untersuchenden Motors mit guter Qualität erfasst. Es zeigt sich also, dass das vorstehende Modell auch für ein völlig anderes Brennverfahren eine gute Wiedergabequalität besitzt und somit einen breiten Einsatzbereich sicherstellt.

7.Verifikation des Modells

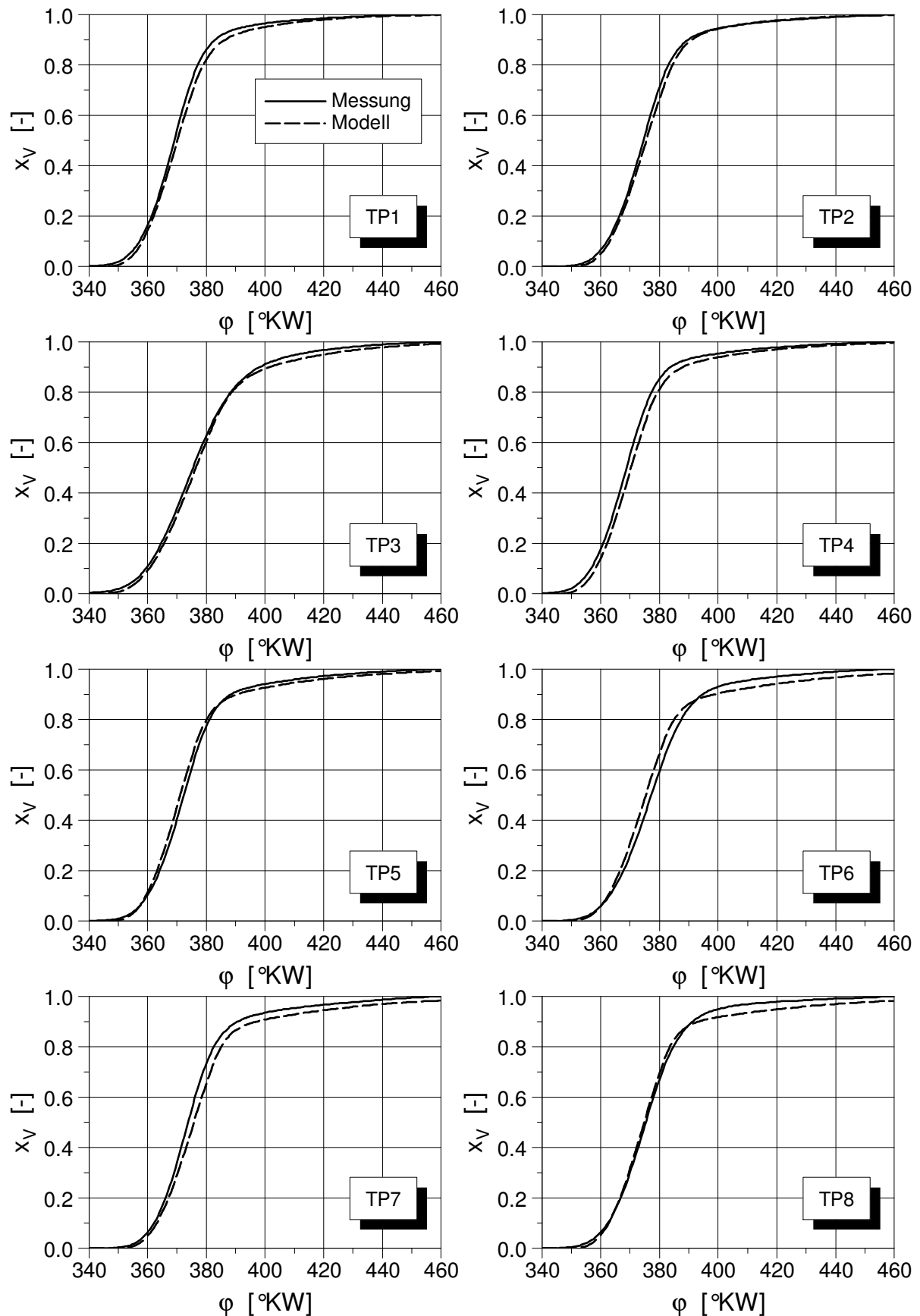


Abbildung 7.16: Gegenüberstellung realer und vorausberechneter Brennverläufe am Motor mit äußerer Gemischbildung (Versuchsträger IV)

8. Zusammenfassung

Die rechnerische Simulation ermöglicht eine Verringerung von Zeit und Kosten des Entwicklungsprozesses, indem Prüfstandsversuche zu einem zunehmenden Anteil durch Berechnungen ersetzt werden. Im Rahmen dieser Arbeit ist ein Berechnungsmodell entwickelt worden, welches den Verbrennungsablauf eines Benzinmotors im Betriebskennfeld prognostizieren kann.

Die Verbrennungsprognose wird in zwei Schritten durchgeführt. Eine versuchstechnisch analysierte Einzelverbrennung in einem Referenzpunkt wird durch einen Ersatzbrennverlauf möglichst genau nachgebildet. Dieser Ersatzbrennverlauf wird durch fünf freie Parameter abgebildet. Mit Hilfe von weitgehend allgemeingültigen Korrekturfunktionen für die einzelnen Einflussparameter kann der Ersatzbrennverlauf dann für beliebige Betriebspunkte im gesamten Kennfeldbereich angepasst werden.

Der Ersatzbrennverlauf ist so formuliert, dass er Brennverläufe von Ottomotoren sowohl mit äußerer als auch mit innerer Gemischbildung (Direkteinspritzung) mit guter Qualität wiedergeben kann. Der Ersatzbrennverlauf basiert auf dem Wiebe-Ansatz. Er ist aber grundlegend erweitert, um die physikalischen Randbedingungen bei innerer Gemischbildung genügend genau wiederzugeben. Bei dem Ansatz wird vorausgesetzt, dass der kinetische Charakter des Verbrennungsprozesses unverändert bleibt und dass die heterogene Verteilung der Gastemperatur und des Luftverhältnisses im Brennraum sowie die geometrische Gestaltung des Brennraums selbst den zeitlichen Ablauf der Verbrennung bestimmen.

Es wird gezeigt, dass mit dem entwickelten semi-empirischen Verbrennungsmodell Einzelverbrennungen von drei direkteinspritzenden Ottomotoren mit unterschiedlichen Brennverfahren mit guter Genauigkeit im Homogenbetrieb sowie im Schichtbetrieb abgebildet werden können. Zusätzlich wird dargelegt, dass auch die Verbrennung eines Ottomotors mit äußerer Gemischbildung, eines direkteinspritzenden schnelllaufenden Diesel-Motors und eines Benzinmotors mit homogener Kompressionszündung (HCCI) mit guter Qualität modelliert werden kann.

Um einen Ersatzbrennverlauf innerhalb eines Betriebskennfeldes bei unterschiedlichen Betriebsparametern berechnen zu können, muss der Einfluss der jeweiligen Betriebsparameter

8. Zusammenfassung

auf den Brennverlauf bekannt sein. Durch Messungen, bei denen jeweils ein Betriebsparameter ausgehend von einem gewählten Referenzpunkt variiert wird, kann diese Abhängigkeit ermittelt und anschließend mathematisch formuliert werden. Die Einflüsse der einzelnen Betriebsparameter werden dann multiplikativ verknüpft und ein synthetischer Brennverlauf des gewünschten Betriebspunktes rechnerisch nachgebildet. Bei diesem Verfahren ist die Genauigkeit der Prognose umso höher, je näher sich der zu modellierende Betriebspunkt in der Umgebung des gewählten Referenzpunktes befindet. Eine Verbrennungsprognose ist innerhalb eines breiten Bereiches rund um einen gewählten Referenzpunkt im Homogenbetrieb sowie im Schichtbetrieb möglich.

Unter der Annahme, dass die festgestellten Tendenzen nicht spezifisch einem Brennverfahren zuzuschreiben, sondern aufgrund der Breite der Datenbasis weitgehend allgemeingültig sind, kann auch die Verbrennung anderer Motoren modelliert werden, von denen lediglich ein Betriebspunkt bekannt ist.

Die Grenzen des Modells sind nicht durch die Flexibilität des EBV's, eine beliebige Verbrennung nachzubilden, vorgegeben, sondern in der Genauigkeit der Berechnung der EBV-Parameter für beliebige Punkte im Kennfeld. Hier könnte z. B. die Verwendung der DoE-Methodik gegenüber der verwendeten multiplikativen Verknüpfung einzelner Parametervariationen ausgehend von einem Referenzpunkt vorteilhaft sein.

Das hier entwickelte Verbrennungsmodell ist für die Modellierung der Verbrennung von Ottomotoren sowohl im Homogen- als auch im Schichtbetrieb gut geeignet. Dank der guten Modellierungsqualität ermöglicht das entwickelte Verbrennungsmodell eine verbesserte Modellrechnung gegenüber bekannten Modellen wie dem Wiebe-Ansatz. Der Verlauf des Zylinderdruckes und der Zylindertemperatur können durch die realistischere Energieumsetzung genauer berechnet werden. Das neue Verbrennungsmodell kann in kommerzielle 1D-Simulationsprogramme eingebunden werden. Die geringe Rechenzeit von weniger als 0.3 s pro Verbrennung auf einem Rechner mit 3GHz P4 CPU ermöglicht auch schnelle Prozesssimulationen.

Abkürzungen

AAI	Air Assisted Injection
A/D	Analog/Digital
AGR	Abgasrückführtrate
Aö	Auslass öffnet
As	Auslass schließt
CFD	Computational Fluid Dynamic
DI	Direct Injection
DoE	Design of Experiment
DVA	Druckverlaufsanalyse
EBV	Ersatzbrennverlauf
Eö	Einlass öffnet
Es	Einlass schließt
ESB	Einspritzbeginn
FF	Flammenfront
FSI	Fuel Stratified Injection
GPA	Gesamtprozessanalyse
HCCI	Homogeneous Charge Compression Ignition
KW	Kurbelwinkel
LBK	Ladungsbewegungsklappe
LDV	Laser Doppler Velocimetry
LOT	Ladungswechsel oberer Totpunkt (0/720°KW)
MPI	Multi Point Injection
OT	Oberer Totpunkt
PIV	Particle Image Velocimetry
pme	Effektiver Mitteldruck
pmi	Indizierter Mitteldruck
TP	Testpunkt
UT	Unterer Totpunkt
VB	Verbrennungsbeginn
VD	Verbrennungsdauer
VE	Verbrennungsende
ZOT	Zündung oberer Totpunkt (360°KW)
ZZP	Zündzeitpunkt

Formelzeichen und Indizes

Formelzeichen

Symbol	Einheit	Bedeutung
A	m^2	Fläche
A_{Dam}	-	Damköhlerkonstante
A_L	m^2	Flammenfrontfläche bei laminarer Flammenausbreitung
A_T	m^2	Flammenfrontfläche bei turbulenter Flammenausbreitung
a	-	Umsatzparameter Wiebe-Funktion
a	m	Halbachse des Ellipsoids
a_i	-	Einflussparameter für Kennfeldrechnung
B_m, B_λ	cm/s	Koeffizienten für die laminare Flammengeschwindigkeit
b_j	-	EBV-Parameter
b	m	Halbachse des Ellipsoids
c_0, c_1, c_2	-	Polynomkoeffizienten der Kennfeldabhängigkeit
c_p, c_v	J/kgK	Spezifische Wärmekapazität
D	-	Koeffizient des Fractal-Modells
f_W	-	Weibull-Verteilungsfunktion
F_W	-	Weibull-Wahrscheinlichkeitsfunktion
H_u	J/kg	Unterer Heizwert
h	J/kg	Spezifische Enthalpie
h_j	-	Gewichtungsfaktor für die Druckdatenglättung
h_1, h_2, h_3	-	Koeffizienten Wiebe-Hyperbel-Modell
H	J	Enthalpie
k	m^2/s^2	spezifische turbulente kinetische Energie
k_1, k_2	-	Koeffizienten Wiebe-Modell
K	-	Anpassungskonstante für die Flammengeschwindigkeit
L	m	Charakteristische Wirbellänge beim Entrainment-Modell
l_E	m	Charakteristische Wirbelgröße beim Eddy-Breakup-Modell
l_k	m	Kolmogorov-Längensmaß
l_i	m	Integrales Längenmaß
l_T	m	Taylor Längenmaß
m	kg	Masse
m	-	Formparameter Wiebe-Funktion

Formelzeichen und Indizes

N	-	Molekülanzahl der Ausgangsstoffe
N ₀	-	Molekülanzahl der Ausgangsstoffe bei Reaktionsbeginn
N _a	-	Anzahl der aktiven Zentren
n	U/min	Drehzahl
n	-	Ordnung der Datenglättung
n	-	Parameter der turbulenten Flammenausbreitung
p	bar	Druck
Pe	-	Peclet-Zahl
p _{Saug}	bar	Saugrohrdruck
Q	J	Wärmemenge
R	J/kgK	Gaskonstante
Re	-	Reynoldszahl
Re _T	-	Turbulenz-Reynoldszahl
r _{FF}	mm	Flammenfrontradius
s	cm/s	Flammengeschwindigkeit
s _L	cm/s	Laminare Flammengeschwindigkeit
s _T	cm/s	Turbulente Flammengeschwindigkeit
T	K	Temperatur
T _u	K	Temperatur der unverbrannten Gase
t	s	Zeit
t _v	s	Zeit der gesamten Reaktionsdauer
U	J	Innere Energie
u	J/kg	Spezifische innere Energie
u'	m/s	Turbulenzintensität
V	m ³	Volumen
V _C	m ³	Brennraumvolumen bei $\phi = OT$
VB	°KW	Verbrennungsbeginn
VD	°KW	Verbrennungsdauer
VE	°KW	Verbrennungsende
W	J	Mechanische Arbeit
w	1/s	Reaktionsgeschwindigkeit (Wiebe-Ansatz)
w _a	1/s	Bildungsgeschwindigkeit der aktiven Zentren
x	mm	Charakteristische Länge der Peclet-Zahl
x _{1Br}	-	Brennstoff-Mengenverteilung (Doppel-Wiebe-Ansatz)

Formelzeichen und Indizes

x_W	-	Parameter Weibull-Verteilung
x_{RG}	-	Restgasanteil
x_V	-	Verbrannte Fraktion
y_V	-	Normierte Brennzeit
α	-	Formfaktor Weibull-Verteilung
α	-	Exponent für die laminare Flammengeschwindigkeit
β	-	Skalierfaktor Weibull-Verteilung
β	-	Exponent für die laminare Flammengeschwindigkeit
δ	mm	Dicke der thermischen Grenzschicht
η	-	Wirkungsgrad
η_U	-	Umsetzungsgrad
λ	-	Kraftstoff-Luft-Verhältnis
λ	W/mK	Wärmeleitkoeffizient
λ_L	-	Luftliefergrad
λ_m	m/s	Luftverhältnis bei max. laminarer Flammengeschwindigkeit
μ	mg	Masse beim Entrainment-Modell
ρ	-	relative Dichte der neugebildeten Aktivteile
φ	°KW	Kurbelwinkel
φ_0	°KW	Beginn der Hauptumsatzphase
φ_1	°KW	Beginn der Übergangsphase
φ_2	°KW	Beginn der Nachbrennphase
φ_3	°KW	Ende der Nachbrennphase
$\varphi_{1\%}$	°KW	1%-Umsatzlage
$\varphi_{30\%}$	°KW	30%-Umsatzlage
$\varphi_{50\%}$	°KW	50%-Umsatzlage
$\varphi_{90\%}$	°KW	90%-Umsatzlage
$\varphi_{95\%}$	°KW	95%-Umsatzlage
Σ	1/m	Dichte der Flammenfrontfläche
τ_V	s	Charakteristische Zeit beim Entrainment-Modell
v	m/s	Geschwindigkeitsvektor
ω	rad/s	Winkelgeschwindigkeit

Indizes

0	Referenzbedingung
1	Teilverbrennung 1
2	Teilverbrennung 2
3	Teilverbrennung 3
c	chemisch
e	Einlass
a	Auslass
bb	Blowby
g	gesamt
K	Kraftstoff
L	laminar
P	Idealer Übergangspunkt
t	thermisch
T	turbulent
Ü	realer Übergangspunkt
V	verbrannt
W	Wand

Literaturverzeichnis

- [1] Merker, G; Schwartz, C.; Stiesch, G; Otto, F.: Verbrennungsmotoren, Simulation der Verbrennung und Schadstoffbildung. 2.Auflage, Teubner, 2004.
- [2] Pischinger, R.; Kraßnig, G.; Taucar, G.; Sams, T.: Thermodynamik der Verbrennungskraftmaschine. Springer-Verlag Wien New York, 1989.
- [3] Woschni, G.: Die Berechnung der Wandverluste und der thermischen Belastung der Bauteile von Dieselmotoren. MTZ 31, 1970.
- [4] Manz, W. P.: Indizieretechnik an Verbrennungsmotoren. SS. 2004. Braunschweig, Technische Universität Carolo-Wilhelmina, Vorlesungsskript.
- [5] Bargende, M.; Burckhardt, C.; Frommelt, A.: Besonderheiten der thermodynamischen Analyse von DE-Ottomotoren. MTZ 62, 2001.
- [6] Warnatz, J.; Maas, U.; Dibble, R.W.: Verbrennung. Springer Verlag, 3.Auflage, Berlin, 2001.
- [7] Warnatz, J.: Critical Survey of Elementary Reaction Rate Coefficients in the C/H/O System. In Gardiner, W.C. jr. (Ed) Combustion Chemistry, Springer, New York, New York, 1984.
- [8] Herweg, R.: Die Entflammung brennbarer, turbulenter Gemische durch elektrische Zündanlagen- Bildung von Flammenkernen. Dissertation, Stuttgart, 1992.
- [9] Rallis, C.J.; Garforth, A.M.: The Determination of the Laminar Flame Velocity. Prog. Energy Combust. Sci, vol.6, 303-330, 1980.
- [10] Metghalchi, M.; Keck, J.C.: Burning Velocities of Mixtures of Air with Methanol, Isooctane, and Indolene at high Pressure and Temperature. Combustion and Flame, 48, 191-210, 1982.
- [11] Gülder, Ö.L.: Correlations of Laminar Combustion Data for Alternative I.I. Engine Fuels. SAE-Paper 841000, 1984.
- [12] Rhodes, D. B.; Keck, J.C.: Laminar Burning Speed Measurement of Indolene-Air-Diluent Mixtures at High Pressure and Temperature. SAE-Paper 850047, 1985.
- [13] Heywood, J. B.: Internal Combustion Engines Fundamentals. Mc Graw-Hill, New York, 1988.

Literaturverzeichnis

- [14] Baritaud, T. A.: High Speed Schlieren Visualization of Flame Initiation in a Lean Operating S.I. Engine. SAE-Paper 872152, 1987.
- [15] Gatowski, J. A.; Heywood, J.B.; Deleplace, C.; Flame Photographs in a Spark-Ignition Engine. Combustion and Flame, vol.56, 1984.
- [16] Müller, H.; Obländer, K.: Die Auswertung des Verbrennungsablaufes im Ottomotor anhand der Flammenfotografie und des Druckverlaufes. MTZ 36, 1975.
- [17] Wurms, R.; Kuhn, M.; Zeilbeck, A.; Adam, S.; Krebs, R.; Hatz, W.: Die Audi Turbo FSI Technologie. 13.Aachener Kolloquium Fahrzeug- und Motorentechnik, 2003.
- [18] Stiesch, G.: Modeling Engine Spray and Combustion Processes. Springer, 2003.
- [19] Barr, P.K.; Witze, P.: Some Limitation to the Spherical Flame Assumption Used in Phenomenological Engine Models. SAE-Paper 880129, 1988.
- [20] Poulos, S.G.; Heywood, J.B.: The Effect of Chamber Geometry on Spark-Ignition Engine Combustion. SAE-Paper N. 830334, 1983.
- [21] Urlaub, A.: Verbrennungsmotoren, 2. Auflage. Springer, 1994.
- [22] Lyford-Pike, E.J.; Heywood, J.B.: Thermal Boundary Layer Thickness in the Cylinder of a Spark-Ignition Engine. Int. J. Heat Mass Transfer, vol.27, no.10, pp.1873-1878, 1984.
- [23] Lenz, H.P.: Gemischbildung bei Ottomotoren. Springer, 1990.
- [24] Koschel, W. W; Haidn, O. J.: 3.Workshop über Sprays, Erfassung von Sprühvorgängen und Techniken der Fluidzerstäubung, Lampoldshausen, 1997.
- [25] Fischer, J.; Xander, B.; Velji, A.; Spicher, U.: Zyklus aufgelöste Bestimmung des Kraftstoff-Luft-Verhältnisses an der Zündkerze bei Ottomotoren mit Direkteinspritzung. Internationales Symposium für Verbrennungsdiagnostik, Juni 2004.
- [26] Vibe, I. I.: Brennverlauf und Kreisprozess von Verbrennungsmotoren. VEB Verlag Technik, 1970.
- [27] Csallner, P.: Eine Methode zur Vorausberechnung der Änderung des Brennverlaufes von Ottomotoren bei geänderten Betriebsbedingungen. Dissertation, TU-München, 1981.

Literaturverzeichnis

- [28] Witt, A.: Analyse der thermodynamischen Verluste eines Ottomotors unter der Randbedingungen variabler Steuerzeiten. Dissertation, TU-Graz, 1999.
- [29] Woschni, G.; Anisits, F: Eine Methode zur Vorausberechnung der Änderung des Brennverlaufes mittelschnelllaufender Dieselmotoren bei geänderten Betriebsbedingungen. MTZ 34, 1973.
- [30] Weberbauer, F.: Thermodynamische Analyse und Vorausberechnung der Stickoxydmissionen von direkteinspritzenden Ottomotoren. Hieronymus, München, 2001.
- [31] Hoppe, N.: Vorausberechnung des Brennverlaufes von Ottomotoren mit Benzin-Direkteinspritzung. Dissertation TU-München, 2002.
- [32] Jante, A.: Der Weg zum Wiebe-Brenngesetz. Kraftfahrzeugtechnik, vol.4, 1961.
- [33] Jante, A.: Das Wiebe-Brenngesetz, ein Fortschritt in der Thermodynamik der Kreisprozesse von Verbrennungsmotoren. Kraftfahrzeugtechnik, vol.9, 1960.
- [34] Hoppe, N., Weberbauer, F., Zeilinger, K.: Modellierungsverfahren für den Benzin-Direkteinspritzer-Verbrennungsprozess. FVV, 2001
- [35] Oberg, H.-J.: Die Darstellung des Brennverlaufes eines mittelschnelllaufenden Dieselmotors durch zwei überlagerte Vibe-Funktionen. Dissertation, TU-Braunschweig, 1976.
- [36] Barba, C: Erarbeitung von Verbrennungskennwerte aus Indizierdaten zur verbesserten Prognose und rechnerischen Simulation des Verbrennungsablaufes bei PKW-DE-Dieselmotoren mit Common-Rail Einspritzung. Dissertation ETH-Zürich, 2001.
- [37] Stas, M.; Wajand, J.A.: Bestimmung der Vibe-Parameter für den zweiphasigen Brennverlauf in Direkteinspritz-Dieselmotoren. MTZ 49, 1988.
- [38] Schreiner, K.: Untersuchungen zum Ersatzbrennverlauf und Wärmeübergang bei schnelllaufenden Hochleistungsdieselmotoren. MTZ 54, 1993.
- [39] Schreiner, K.: Der Polygon-Hyperbel-Ersatzbrennverlauf: Untersuchungen zur Kennfeldabhängigkeit der Parameter. 5. Tagung „Der Arbeitsprozess des Verbrennungsmotors“, TU-Graz, 1995.
- [40] Blizard, N.; Keck, J.: Experimental und Theoretical Investigation of Turbulent Burning Model for Internal Combustion Engines. SAE-Paper 740191, 1974.

Literaturverzeichnis

- [41] Tabaczynski, R. J.: Further Refinement and Validation of a Turbulent Flame Propagation Model for Spark Ignition Engines. *Combustion and Flame* 39, 1980.
- [42] Damköhler, G.: Der Einfluss der Turbulenz auf die Flammgeschwindigkeit in Gasgemischen. *Z. Elektrochem.*, 46, 601-626, 1940.
- [43] Groff, E.G.: An Experimental Evaluation of an Entrainment Flame-Propagation Model. *Combustion and Flame*, vol. 67, pp.153-162.
- [44] Schänzlin, K.: Experimenteller Beitrag zur Charakterisierung und Vorausberechnung der Gemischbildung und Verbrennung in einem direkteinspritzenden, strahlgeführten Ottomotor, ETH-Zürich, 2002.
- [45] Tabaczynski, R.; Ferguson, C.: A Turbulent Entrainment Model for Spark-Ignition Engine Combustion. SAE-Paper 770647, 1977.
- [46] Keck, J.C.: Turbulent Flame Structure and Speed in Spark-Ignition Engines. Proc. 19th Symp Combustion, 1451-1466, The Combustion Institute, Pittsburg, PA, 1982.
- [47] Koch, T.: Numerischer Beitrag zur Charakterisierung und Vorausberechnung der Gemischbildung und Verbrennung in einem direkteinspritzenden, strahlgeführten Ottomotor. Dissertation ETH-Zürich, 2002.
- [48] Kerstein, A.: Linear-Eddy-Modeling of turbulent transport. 7.Finite-Rate Chemistry and multistream mixing. *J Fluid Mech.* 240:289.
- [49] Heywood, J.: Combustion and its Modeling in Spark-Ignition Engines. 3rd Int Symp. COMODIA 94, pp.1-15.
- [50] Magnussen, B. F.; Hjertager, B.H.: On Mathematical Modeling of Turbulent Combustion with Special Emphasis on Soot Formation and Combustion. 16th Symp (Int) Combust, pp 719-729, The Combustion Institute, Pittsburgh, PA, 1976.
- [51] Weller, H.J.: The Development of a New Flame Area Combustion Model Using Conditional Averaging. Thermo-Fluids Section report TF/9307, Imperial College, London, UK, 1993.
- [52] Cheng, W.; Diringer, J.: numerical Modeling of SI Engine Combustion with a Flame Sheet Model. SAE-Paper 910268, 1991.
- [53] Santavicca, D.; Deryuh, D.; North, G.: A Fractal Model of Turbulent Flame Kernel Growth. SAE-Paper 900024, 1990.

Literaturverzeichnis

- [54] Millich, E.; Gottschalk, W.; Köller, M.; Braun, H.; Schultalbers, M.: Calibration of torque structure and charge control system for SI engines based on physical simulation model. SAE-Paper 2006-01-0854, 2006.
- [55] Brettschneider, J. : Berechnung von Luft-Kraftstoff-Gemischen und des Einflusses von Messfehlern auf dem Luftverhältnis. Bosch-Technische Berichte 6, Heft 4, 1979.
- [56] Harndorf, H.; Kösel, R.; Volkart, A.: Optimierung der Meß- und Auswerteparameter zur Analyse von Zylinderdruckverläufen. MTZ 53, 1992.
- [57] Fiveland, S.; Asanis, D.: Development and Validation of a Quasi-Dimensional Model for HCCI Engine Performance and Emissions Studies under turbocharged Conditions. SAE-Paper 2002-01-1757, 2002.
- [58] Bronstein, I. N.; Semenov, K. A.; Musiol, G.; Mühlig, H.: Taschenbuch der Mathematik. Verlag Harri Deutsch, 5.Auflage, 2001.
- [59] Spicher, U.; Velji, A.; Klüting, M.; Huynh, H.N.; Knoche, K.-F.; Pischinger, F.: Vorzeitiges Erlöschen der Flamme und Kohlenwasserstoff-Emission bei ottomotorischer Verbrennung. MTZ 46, 1985.
- [60] Schwarz, H. R.: Numerische Mathematik. B.G. Teubner Stuttgart, 4.Auflage, 1997.

A.Anhang

A.1. Verfahren zur Bestimmung der Parameter des Ersatzbrennverlaufes

In diesem Kapitel wird das Verfahren zur Bestimmung der EBV-Parameter eines gewählten Referenzpunktes erläutert.

A.1.1. Teilverbrennung I

1.Definition von Verbrennungsbeginn VB und Verbrennungsende VE

Aus dem realen Brennverlauf werden die Werte für VB und VE definiert:

VB: 1%-Umsatzlage

VE: 90%-Umsatzlage

2.Berechnung des Umsatzparameters a:

Der Parameter a ist eine Funktion des Umsetzungsgrades η_U :

$$a = - \frac{\log(1 - \eta_U)}{\log(e)} \quad (\text{A-1})$$

Der Parameter a wird in dieser Arbeit einheitlich so bestimmt, dass der Umsetzungsgrad 99,9% der in der Ladung beinhalteten Energie beträgt. Aus Gleichung (A-1) ergibt sich dann der Wert:

$$a = 6.908 \quad (\text{A-2})$$

3. Berechnung des Formparameters m:

Der Formparameter m wird innerhalb der ersten Teilverbrennung so berechnet, dass die 50%-Lage der Gesamtbrenndauer genau wiedergegeben wird. Dazu wird neben den bereits definierten Modellierungsparametern VB, VD und a auch der Wert der normierten Zeitkoordinate y_V bei der 50%-Lage benötigt (Gleichung (A-3)):

$$y_V(\varphi_{50\%}) = \frac{\varphi_{50\%} - VB}{VD} \quad (\text{A-3})$$

Basis für die Berechnung des Formparameters ist die Wiebefunktion nach Gleichung (A-4). Durch Umformung entsteht die Gleichung (A-5) mit der die Berechnung durchgeführt wird.

$$x_V = 1 - e^{-a \cdot y_V^{m+1}} \quad (\text{A-4})$$

$$m = \frac{\ln \left[\frac{\ln(1 - 0.5)}{-a} \right]}{\ln(y_V(\varphi_{50\%}))} - 1 \quad (\text{A-5})$$

4. Berechnung der normierten Brennzeit y_V :

Der reale Verlauf der normierten Brennzeit $y_V(\varphi)$ lässt sich durch Invertierung der Wiebefunktion aus dem realen Brennverlauf bestimmen. Der Wert des Formparameters muss bereits bekannt sein.

$$y_V(x) = \left[\frac{\ln(1 - x_V)}{-a} \right]^{\frac{1}{m+1}} \quad (\text{A-6})$$

Der Verlauf der normierten Brennzeit ist in Abbildung A.1 beispielhaft dargestellt.

Aus der Definition der normierten Brennzeit

$$y_V(\varphi) = \frac{\varphi - V_B}{V_D} \quad (\text{A-7})$$

ergibt sich durch formales Ableiten:

$$\frac{dy_V(\varphi)}{d\varphi} = \frac{1}{V_D} \quad (\text{A-8})$$

Das heißt, die erste Ableitung der normierten Brennzeit der Verbrennung entspricht der invertierten Brenndauer. Diese Beziehung lässt sich bei den linearen Anteilen der Verbrennung wie folgt nutzen:

$$V_D = \frac{\varphi_j - \varphi_i}{y_{V(j)} - y_{V(i)}} \quad (\text{A-9})$$

Das heißt, die Brenndauer für eine Teilverbrennung lässt sich unmittelbar aus dem Gradienten ermitteln. Aus Abbildung A.1 lassen sich zwei nahezu lineare Bereiche erkennen, bei denen diese Beziehung angewendet werden kann.

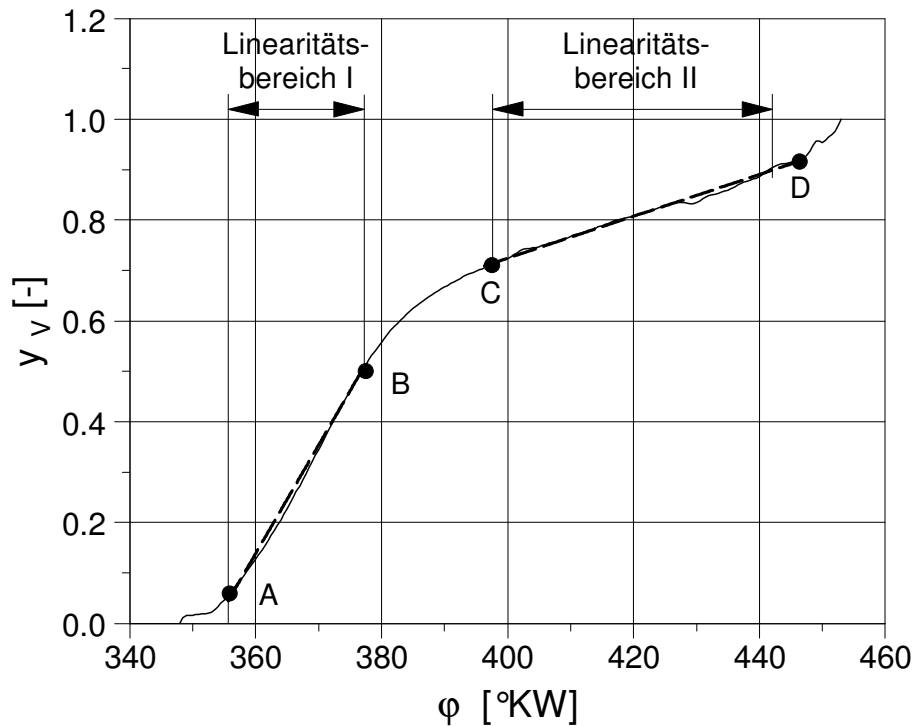


Abbildung A.1: Beispiel eines realen y_V -Verlaufes und Grenzen der Linearitätsintervalle

5. Berechnung der ersten Teilbrenndauer VD_1 :

Um den Gradienten einer linearen Funktion zu berechnen, welche die erste Teilverbrennung nachbildet, genügt die Betrachtung der zwei Punkte A und B. Da hierfür eine möglichst genaue Wiedergabe der ersten Teilverbrennung Ziel ist, wird sowohl die 50% als auch die 30%-Lage berücksichtigt (Abbildung A.2), um das bestmögliche Ergebnis zu erzielen. Hierzu wird die anfänglich definierte Verbrennungsdauer für die erste Teilverbrennung noch einmal entsprechend modifiziert. Der neue Wert für die angepasste Brenndauer wird aus Gleichung (A-10) berechnet:

$$VD_1 = \frac{\varphi_{50\%} - \varphi_{30\%}}{y_V(0.5) - y_V(0.3)} \quad (A-10)$$

6. Anpassung von VB und VE:

Die anfänglich definierten Werte von VB und VE müssen anhand des neuen Wertes der VD_1 angepasst werden. Aus Gleichung (A-11) ergibt sich der Wert des Verbrennungsbeginns VB_1 :

$$VB_1 = \varphi_{50\%} - \frac{y_V(0.5)}{VD_1} \quad (A-11)$$

$$VE_1 = VB_1 + VD_1 \quad (A-12)$$

Somit sind alle die zur Berechnung des Wiebe-Brennverlaufes innerhalb der ersten Teilverbrennung benötigten Parameter bekannt. In Abbildung A.2 ist der reale mit dem synthetischen Brennverlauf vor und nach der Anpassung von VD für die erste Teilverbrennung beispielhaft dargestellt.

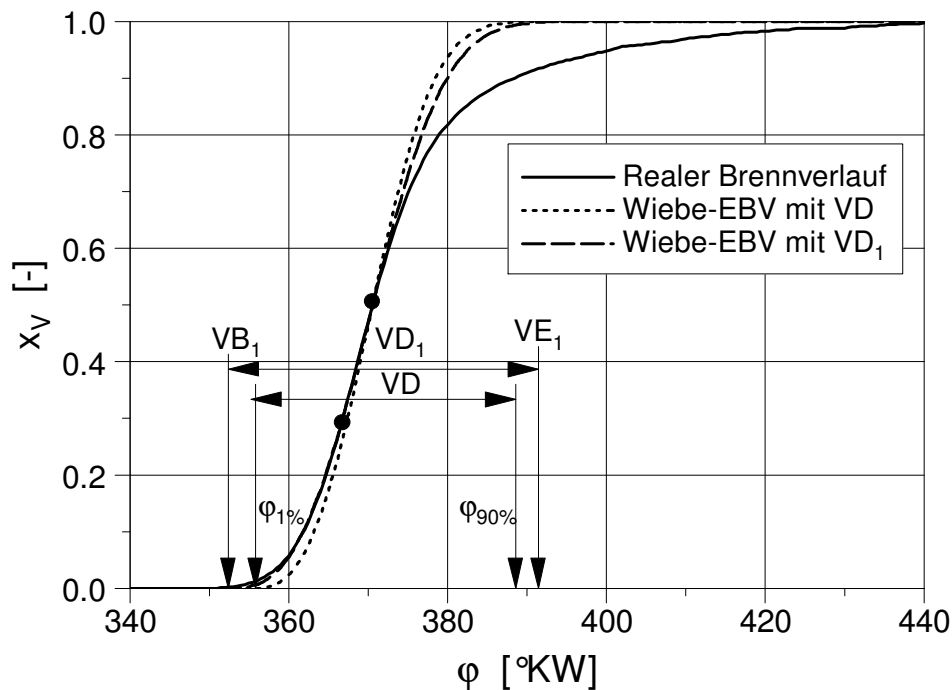


Abbildung A.2: Realer und synthetischer Brennverlauf bei zwei unterschiedlichen Werten der Brenndauer

A.1.2. Teilverbrennung III

1. Berechnung der dritten Teilbrenndauer VD_3

Der Wert der Brenndauer der dritten Teilverbrennung VD_3 (Ausbrennphase) wird aus dem Verlauf der normierten Brennzeit $y_V(\varphi)$ innerhalb der dritten Teilverbrennung bestimmt. Die in Abbildung A.1 dargestellten Punkte C und D zur Bestimmung des Gradienten der normierten Brennzeit werden bei unterschiedlichen Kurbelwinkelpositionen festgelegt, die sich innerhalb des Linearitätsbereiches II befinden. Dabei haben sich die 90% und die 95%-Lage als geeignet erwiesen. Der Wert der Teilbrenndauer VD_3 wird schließlich mittels Gleichung (A-9) berechnet.

$$VD_3 = \frac{\varphi_{95\%} - \varphi_{90\%}}{y_V(\varphi_{95\%}) - y_V(\varphi_{90\%})} \quad (A-13)$$

2.Berechnung des Brennbeginns der dritten Teilverbrennung VB₃

Der Brennbeginn der dritten Teilverbrennung VB₃ wird aufgrund des linearen Verlaufs der normierten Brennzeit aus der folgenden Beziehung berechnet:

$$VB_3 = \varphi_{90\%} - y_V(\varphi_{90\%}) \cdot VD_3 \quad (A-14)$$

Der Verlauf der normierten Brennzeit $y_V(\varphi)$ innerhalb der Teilverbrennung III ist damit festgelegt.

3.Bestimmung des idealisierten und des realen Übergangspunktes

Der Schnittpunkt der beiden linearen Funktionen (Abbildung A.3) definiert den idealisierten Übergangspunkt P zwischen den Teilverbrennungen I und III:

$$\begin{cases} y_V = \frac{\varphi - VB_1}{VD_1} \\ y_V = \frac{\varphi - VB_3}{VD_3} \end{cases} \quad (A-15)$$

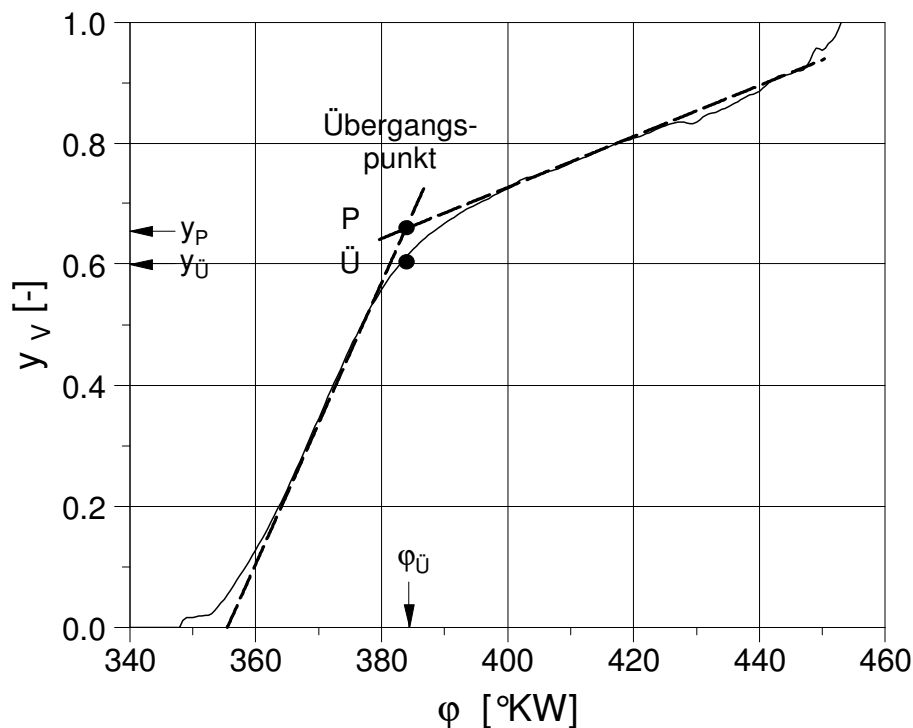


Abbildung A.3: Definition des Übergangspunktes

Daraus folgt:

$$\varphi_{\ddot{U}} = \frac{VB_1 \cdot VD_3 - VD_1 \cdot VB_3}{VD_3 - VD_1} \quad (A-16)$$

$$y_P = \frac{\varphi \ddot{U} - VB_3}{VD_3} \quad (A-17)$$

Der reale Übergangspunkt \ddot{U} ergibt sich aus dem Verlauf der normierten Brennzeit:

$$y_{\ddot{U}} = y_V(\varphi_{\ddot{U}}) \quad (A-18)$$

A.1.3. Teilverbrennung II

Durch die Übergangsfunktion wird der Verlauf der ersten Ableitung der normierten Brennzeit $\frac{dy_V(\varphi)}{d\varphi}$ innerhalb der Übergangsphase (Phase II) beschrieben. Dafür hat sich nach umfang-

reichen Untersuchungen folgender Zusammenhang als gut geeignet erwiesen:

$$\left(\frac{dy_V(\varphi)}{d\varphi} \right)_2 = \left(\frac{dy_V(\varphi)}{d\varphi} \right)_1 + F_W(\varphi) \cdot \left[\left(\frac{dy_V(\varphi)}{d\varphi} \right)_3 - \left(\frac{dy_V(\varphi)}{d\varphi} \right)_1 \right] \quad (A-19)$$

Da die Teilbrenndauern in den Teilverbrennungen I und III aufgrund der Versuchsergebnisse als konstant angenommen werden können, gilt:

$$\left(\frac{dy_V(\varphi)}{d\varphi} \right)_1 = \frac{1}{VD_1} \quad \left(\frac{dy_V(\varphi)}{d\varphi} \right)_3 = \frac{1}{VD_3}$$

Die Übergangsfunktion lässt sich demzufolge wie folgt schreiben:

$$\left(\frac{dy_V(\varphi)}{d\varphi} \right)_2 = \frac{1}{VD_1} + F_W(\varphi) \cdot \left(\frac{1}{VD_3} - \frac{1}{VD_1} \right) \quad (A-20)$$

Die Übergangsfunktion wird durch die Weibull-Wahrscheinlichkeitsfunktion $F_W(\varphi)$ (A-21) formuliert. In diesem Anwendungsfall ist das ein dimensionsloser Multiplikator:

$$F_W(\varphi) = 1 - e^{-\left(\frac{\varphi - \varphi_1}{\frac{VD_1}{\beta}} \right)^\alpha} \quad (A-21)$$

Die Weibull-Wahrscheinlichkeitsfunktion wird durch zwei dimensionslose Parameter beschrieben:

Formfaktor α : Bestimmt die Form der Verteilung

Skalierfaktor β : Bestimmt die Skalierung der Verteilung

Dazu muss noch ein zusätzlicher Parameter definiert werden, der den Übergangsbeginn definiert.

φ_1 : Beginn der Übergangsphase

Die Funktion $y_V(\varphi)$ ergibt sich aus der Integration der Gleichung (A-20):

$$(y_V(\varphi))_2 = y_V(\varphi_1) + \int_{\varphi_1}^{\varphi} \frac{dy_V}{d\varphi} \cdot d\varphi \quad (\text{A-22})$$

$$(y_V(\varphi))_2 = \frac{\varphi_0 - VB_1}{VD_1} + \int_{\varphi_1}^{\varphi} \left[\frac{1}{VD_1} + F_W(\varphi) \cdot \left(\frac{1}{VD_3} - \frac{1}{VD_1} \right) \right] \cdot d\varphi \quad (\text{A-23})$$

$$(y_V(\varphi))_2 = \frac{\varphi - VB_1}{VD_1} + \left(\frac{1}{VD_3} - \frac{1}{VD_1} \right) \cdot \int_{\varphi_1}^{\varphi} F_W(\varphi) \cdot d\varphi \quad (\text{A-24})$$

Da sich die Weibull-Verteilungsfunktion nicht explizit integrieren lässt, kann die Funktion $y_V(\varphi)$ nicht in geschlossener Form (A-24) gelöst, sondern muss numerisch berechnet werden.

Daraus folgt:

$$(y_V(\varphi))_2 = \frac{\varphi - VB_1}{VD_1} + \left(\frac{1}{VD_3} - \frac{1}{VD_1} \right) \cdot \sum_{\varphi=\varphi_1}^{\varphi} F_W(\varphi) \cdot \Delta\varphi \quad (\text{A-25})$$

Der Verlauf der normierten Brennzeit $y_V(\varphi)$ muss die folgenden Bedingungen erfüllen:

- Der Wert der normierten Brennzeit am Übergangspunkt muss korrekt wiedergegeben werden (Abbildung A.3):

$$(y_V(\varphi_{\ddot{U}}))_{\text{Weibull}} = (y_{\ddot{U}})_{\text{Messung}} \quad (\text{A-26})$$

- Der Übergangspunkt entspricht dem Schwerpunkt des Zonenübergangs (Gleichung A-27). Das ergibt sich als Bedingung für die optimale Anpassung der Weibullfunktion und deckt sich gleichzeitig gut mit den Messergebnissen.

$$F_W(\varphi_{\ddot{U}}) = 0.5 \quad (\text{A-27})$$

Die Parameter α , β und φ_1 müssen so bestimmt werden, dass diese Bedingungen erfüllt werden.

1. Bestimmung des Formfaktors α

Der Parameter α wird nicht angepasst (vgl. Kap.5.2.1), weil sich im Verlauf der Untersuchungen gezeigt hat, dass ein Wert von

$$\alpha = 1.5$$

allen Anforderungen genügt.

2. Bestimmung des Skalierfaktors β und des Übergangsbeginns φ_1

Um die Bedingung (A-26) zu erfüllen, muss der Wert $y_V(\varphi_{\ddot{U}})$ berechnet werden. Dies ist nur numerisch möglich nach Eingabe des Übergangsbeginns φ_1 und des Skalierfaktors β (Abbildung A.3).

Der Wert φ_1 wird nach Eingabe von $\varphi_{\ddot{U}}$, α , β unter Berücksichtigung der Bedingung in Gleichung (A-27) durch Umformung der Gleichung (A-21) berechnet:

$$\varphi_1 = \varphi_{\ddot{U}} - VD_1 \cdot \beta \cdot (-\ln(0.5))^{\frac{1}{\alpha}} \quad (A-28)$$

Der Skalierfaktor β und der Übergangsbeginn φ_1 können nicht getrennt bestimmt werden. Wird aber der Wert von φ_1 aus der Gleichung (A-28) in die Gleichung (A-25) eingefügt, kann der Wert von $y_V(\varphi_{\ddot{U}})$ als reine Funktion von β beschrieben werden.

$$\frac{\varphi_{\ddot{U}} - VB_1}{VD_1} + \left(\frac{1}{VD_3} - \frac{1}{VD_1} \right) \cdot \sum_{\varphi=\varphi_1}^{\varphi_{\ddot{U}}} F_W(\varphi) \cdot \Delta\varphi = y_{\ddot{U}} \quad (A-29)$$

Daraus folgt:

$$\sum_{\varphi=\varphi_1}^{\varphi_{\ddot{U}}} F_W(\varphi) \cdot \Delta\varphi = \frac{y_{\ddot{U}} - \frac{\varphi_{\ddot{U}} - VB_1}{VD_1}}{\left(\frac{1}{VD_3} - \frac{1}{VD_1} \right)} = \text{konst.} \quad (A-30)$$

$$\sum_{\varphi=\varphi_1}^{\varphi_{\ddot{U}}} F_W(\varphi) \cdot \Delta\varphi - \text{konst.} = 0 \quad (A-31)$$

Die Gleichung (A-31) kann nur mit einem iterativen Verfahren wie z. B. mit der Newton-Methode [58] für β gelöst werden. Der Startwert von β wird auf

$$\beta_0 = 0.25$$

festgelegt. Die Iteration wird abgebrochen, wenn der Fehler den Wert von

$$\sum_{\varphi=\varphi_1}^{\varphi_{\ddot{U}}} F_W(\varphi) \cdot \Delta\varphi - \text{konst.} < 0.005$$

unterschreitet.

Die Übergangsphase wird als abgeschlossen betrachtet, wenn der Wert

$$F_W(\varphi) = 0.90 \quad (A-32)$$

erreicht wird. Bei einem Formfaktor von $\alpha = 1.5$ wird diese Bedingung erfüllt, wenn gilt:

$$\beta = 1.74$$

Das Ende der Übergangsphase φ_2 wird dann durch die folgende Beziehung festgelegt:

$$\varphi_2 = \varphi_1 + VD_1 \cdot 1.74 \quad (\text{A-33})$$

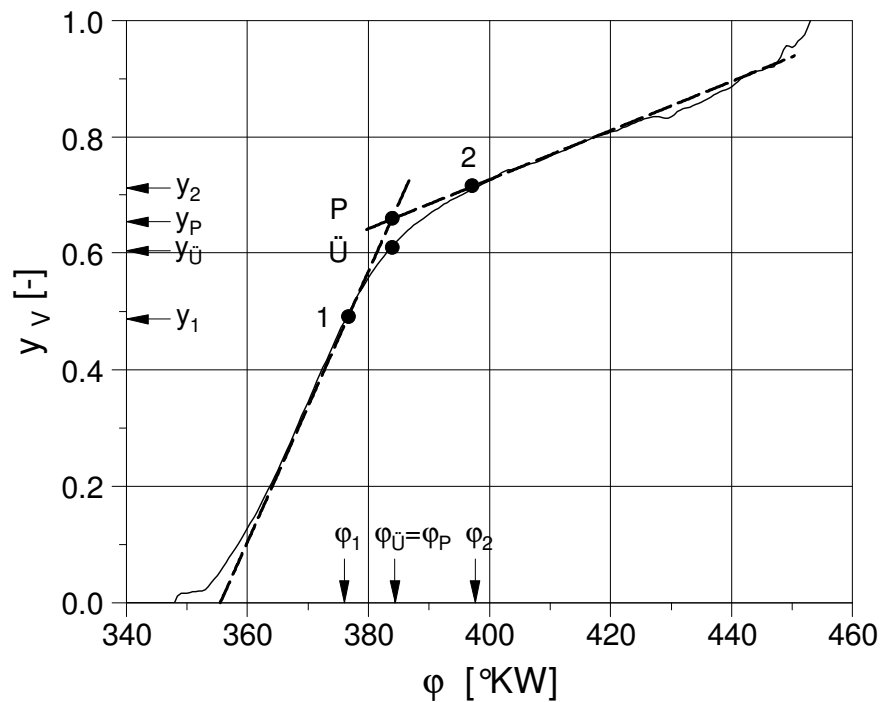


Abbildung A.4: Beginn und Ende der Übergangsphase

A.2. Bestimmung der Ausgleichspolynome

Der Verlauf eines EBV-Parameters bei einer Variation eines Betriebsparameters wird mit einem Polynom approximiert [60]. Es wird nach einem Polynom $f(x)$ gesucht, das eine Anzahl von Punkten (x_i, y_i) annähert. Die Polynomkoeffizienten werden so berechnet, dass die Summe der Fehlerquadrate F (A-34) ein Minimum erreicht.

$$F = \sum_{i=1}^n (f(x_i) - y_i)^2 \quad (\text{A-34})$$

Die Bedingung für das Minimum des Fehlers lautet:

$$|\nabla F| = 0 \quad (\text{A-35})$$

Wird für die Ausgleichsfunktion ein Polynom 2-ter Ordnung gewählt,

$$f(x) = a \cdot x^2 + b \cdot x + c, \quad (\text{A-36})$$

lässt sich die Gleichung (A-35) so schreiben:

$$\begin{cases} \frac{\partial F}{\partial a} = 0 \\ \frac{\partial F}{\partial b} = 0 \\ \frac{\partial F}{\partial c} = 0 \end{cases} \quad (\text{A-37})$$

oder in expliziter Form:

$$\begin{cases} a \cdot \sum_{i=1}^n x_i^4 + b \cdot \sum_{i=1}^n x_i^3 + c \cdot \sum_{i=1}^n x_i^2 = \sum_{i=1}^n x_i^2 \cdot y_i \\ a \cdot \sum_{i=1}^n x_i^3 + b \cdot \sum_{i=1}^n x_i^2 + c \cdot \sum_{i=1}^n x_i = \sum_{i=1}^n x_i \cdot y_i \\ a \cdot \sum_{i=1}^n x_i^2 + b \cdot \sum_{i=1}^n x_i + c \cdot \sum_{i=1}^n 1 = \sum_{i=1}^n y_i \end{cases} \quad (\text{A-38})$$

Die Polynomkoeffizienten werden durch die Lösung des Gleichungssystems berechnet, z. B. mit der Cramerschen Regel [58].

Ein Polynom 1-ter Ordnung eignet sich gut für die Approximation eines nahezu linearen Zusammenhangs. In diesem Fall bringt ein Polynom höherer Ordnung kaum Vorteile, sondern unter Umständen sogar größere Fehler (Abbildung A.5 links). Im Fall eines durch ein Maximum bzw. Minimum gekennzeichneten Verlaufes ist es notwendig ein Polynom n-ter Ordnung anzuwenden (Abbildung A.5 rechts), wobei die Ordnung des Polynoms durch die gewünschte Qualität der Approximation bestimmt wird.

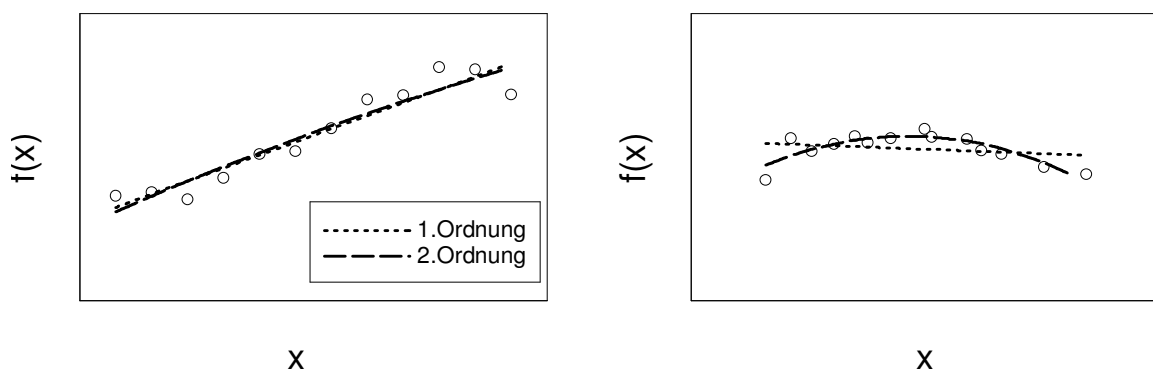


Abbildung A.5: Anwendung von Polynomen 1-ter und 2-ter Ordnung als Ausgleichsfunktion

A.3. Polynome der Korrekturfunktionen

Für den Arbeitsprozess gelten die Definitionen ZOT bei 360°KW und LOT bei 0/720°KW. Entsprechend dieser Aufteilung sind alle Kurbelwinkelabhängigen Größen dargestellt. Der

Zündzeitpunkt beispielsweise befindet sich dadurch im Bereich von 300°KW bis 380°KW. Weiterhin gilt für LBK 0% voll geschlossen und für LBK 100% voll geöffnet. Da eine Verstellung der Position der LBK beim untersuchten Versuchsträger nur zwischen der 29%- und der 56%-Stellung eine deutliche Wirkung nach sich zieht, wird der Wert der Korrekturfunktion in dem Verstellbereich 0%-29% mit dem konstanten Wert k_1 und in dem Verstellbereich 56%-100% mit dem konstanten Wert k_2 gekennzeichnet.

Die Korrekturfunktionen werden für einen bestimmten Referenzpunkt ($n = 2000$ U/min, $p_{me} = 2$ bar) entwickelt. Daher muss bei einer Weiterverwendung an einem anderen Motor die gleiche Referenzpunktlage verwendet werden.

Der aktuelle Wert des jeweiligen Einflussparameters und der des EBV-Parameters werden jeweils auf den zugehörigen Wert des Referenzpunktes bezogen. Als Beispiel sei hier der Verbrennungsbeginn 1 aufgeführt.

$$\overline{VB_1} = \frac{VB_1}{(VB_1)_{Ref}}$$

Der Zündzeitpunkt wird nicht auf den Wert des Referenzpunktes ZZP_{Ref} bezogen, sondern auf den Wert ZZP_0 entsprechend der nachstehend aufgeführten Gleichung. Dies ergibt sich daraus, dass bei den Betriebsparametervariationen der Zündzeitpunkt angepasst wurde, um die 50%-Umsatzlage konstant zu halten.

$$\overline{ZZP} = \frac{ZZP}{ZZP_0}$$

$$ZZP_0 = ZZP_{Ref} \cdot f_{ZZP_0}(\bar{\lambda}) \cdot f_{ZZP_0}(\bar{x}_{RG}) \cdot f_{ZZP_0}(\bar{n}) \cdot f_{ZZP_0}(\bar{\lambda}_L) \cdot f_{ZZP_0}(\overline{LBK})$$

A.3.1. Homogenbetrieb

	λ	AGR	ZZP	n	λ_L	LBK	VB ₁	VD ₁	VD ₃	y_P	β
	-	%	°KW	U/min	-	%	°KW	°KW	°KW	-	-
Ref¹	1.00	0	343.4	2000	0.28	0	352.9	39.9	234.9	0.644	0.272
TP1	1.20	0	341.0	1000	0.31	0	352.3	43.8	165.9	0.630	0.260
TP8	1.00	0	352.0	2000	0.67	0	357.2	37.3	266.6	0.623	0.218
TP13	1.01	0	340.1	4000	0.29	0	352.0	39.5	302.5	0.623	0.236
TP16	0.98	0	351.5	4000	0.74	0	358.7	41.4	335.6	0.607	0.175

Tabelle A.1: Werte der Parameter des Referenzpunktes und von TP1, TP8, TP13, TP16

¹ Aus rechnerischen Gründen müssen für den Referenzpunkt bei der Berechnung der Multiplikatoren die Werte $AGR_{Ref} = 0.1\%$, $LBK_{Ref} = 28.9\%$ gesetzt werden

A. Anhang

Verbrennungsbeginn 1:

$$\overline{VB_1} = f_{VB_1}(\bar{\lambda}) \cdot f_{VB_1}(\overline{x_{RG}}) \cdot f_{VB_1}(\overline{ZZP}) \cdot f_{VB_1}(\bar{n}) \cdot f_{VB_1}(\overline{\lambda_L}) \cdot f_{VB_1}(\overline{LBK})$$

$$f_{VB_1}(\bar{\lambda}) = -0.06066 \cdot \bar{\lambda}^2 + 0.08203 \cdot \bar{\lambda} + 0.9807$$

$$f_{VB_1}(\overline{AGR}) = -0.00007957 \cdot \overline{AGR} + 1.0009354$$

$$f_{VB_1}(\overline{ZZP}) = 0.7874 \cdot \overline{ZZP} + 0.2122$$

$$f_{VB_1}(\bar{n}) = -0.001239 \cdot \bar{n} + 1.003986$$

$$f_{VB_1}(\overline{\lambda_L}) = -0.007219 \cdot \overline{\lambda_L}^2 + 0.02873 \cdot \overline{\lambda_L} + 0.97736$$

$$f_{VB_1}(\overline{LBK}) = -0.02487 \cdot \overline{LBK} + 1.0256 \quad k_1 = 1.001 \quad k_2 = 0.977$$

Verbrennungsdauer 1:

$$\overline{VD_1} = f_{VD_1}(\bar{\lambda}) \cdot f_{VD_1}(\overline{x_{RG}}) \cdot f_{VD_1}(\overline{ZZP}) \cdot f_{VD_1}(\bar{n}) \cdot f_{VD_1}(\overline{\lambda_L}) \cdot f_{VD_1}(\overline{LBK})$$

$$f_{VD_1}(\bar{\lambda}) = 1.2235 \cdot \bar{\lambda}^2 - 1.7140 \cdot \bar{\lambda} + 1.4892$$

$$f_{VD_1}(\overline{AGR}) = 0.00000254 \cdot \overline{AGR}^2 + 0.0008656 \cdot \overline{AGR} + 0.9957$$

$$f_{VD_1}(\overline{ZZP}) = 77.82 \cdot \overline{ZZP}^2 - 150.49 \cdot \overline{ZZP} + 73.67$$

$$f_{VD_1}(\bar{n}) = -0.09096 \cdot \bar{n}^2 + 0.2961 \cdot \bar{n} + 0.7915$$

$$f_{VD_1}(\overline{\lambda_L}) = 0.06503 \cdot \overline{\lambda_L}^2 - 0.2783 \cdot \overline{\lambda_L} + 1.2356$$

$$f_{VD_1}(\overline{LBK}) = 0.5765 \cdot \overline{LBK} + 0.4113 \quad k_1 = 0.988 \quad k_2 = 1.528$$

Verbrennungsdauer 3:

$$\overline{VD_3} = f_{VD_3}(\bar{\lambda}) \cdot f_{VD_3}(\overline{x_{RG}}) \cdot f_{VD_3}(\overline{ZZP}) \cdot f_{VD_3}(\bar{n}) \cdot f_{VD_3}(\overline{\lambda_L}) \cdot f_{VD_3}(\overline{LBK})$$

$$f_{VD_3}(\bar{\lambda}) = -0.4538 \cdot \bar{\lambda}^2 + 0.9059 \cdot \bar{\lambda} + 0.5392$$

$$f_{VD_3}(\overline{AGR}) = -0.0006385 \cdot \overline{AGR} + 1.0167$$

$$f_{VD_3}(\overline{ZZP}) = -67.04 \cdot \overline{ZZP}^2 + 130.94 \cdot \overline{ZZP} - 62.94$$

$$f_{VD_3}(\bar{n}) = -0.1398 \cdot \bar{n}^2 + 0.7187 \cdot \bar{n} + 0.3993$$

$$f_{VD_3}(\overline{\lambda_L}) = -0.06296 \cdot \overline{\lambda_L}^2 + 0.3558 \cdot \overline{\lambda_L} + 0.7205$$

$$f_{VD_3}(\overline{LBK}) = -0.1081 \cdot \overline{LBK} + 1.1048 \quad k_1 = 0.997 \quad k_2 = 0.895$$

A. Anhang

Idealisierter Übergangspunkt:

$$\overline{y_P} = f_{y_P}(\overline{\lambda}) \cdot f_{y_P}(\overline{x_{RG}}) \cdot f_{y_P}(\overline{ZZP}) \cdot f_{y_P}(\overline{n}) \cdot f_{y_P}(\overline{\lambda_L}) \cdot f_{y_P}(\overline{LBK})$$

$$f_{y_P}(\overline{\lambda}) = 1.1860 \cdot \overline{\lambda}^2 - 2.8960 \cdot \overline{\lambda} + 2.7303$$

$$f_{y_P}(\overline{AGR}) = -0.00000181 \cdot \overline{AGR}^2 + 0.0004145 \cdot \overline{AGR} + 0.9939$$

$$f_{y_P}(\overline{ZZP}) = 1.948 \cdot \overline{ZZP} - 0.9512$$

$$f_{y_P}(\overline{n}) = 0.02277 \cdot \overline{n}^2 - 0.08567 \cdot \overline{n} + 1.062$$

$$f_{y_P}(\overline{\lambda_L}) = -0.03214 \cdot \overline{\lambda_L}^2 + 0.08123 \cdot \overline{\lambda_L} + 0.9414$$

$$f_{y_P}(\overline{LBK}) = -0.03809 \cdot \overline{LBK} + 1.0425 \quad k_1 = 1.004 \quad k_2 = 0.969$$

Skalierfaktor:

$$\overline{\beta} = f_{\beta}(\overline{\lambda}) \cdot f_{\beta}(\overline{x_{RG}}) \cdot f_{\beta}(\overline{ZZP}) \cdot f_{\beta}(\overline{n}) \cdot f_{\beta}(\overline{\lambda_L}) \cdot f_{\beta}(\overline{LBK})$$

$$f_{\beta}(\overline{\lambda}) = 2.1338 \cdot \overline{\lambda}^2 - 4.8880 \cdot \overline{\lambda} + 3.7819$$

$$f_{\beta}(\overline{AGR}) = -0.00000268 \cdot \overline{AGR}^2 + 0.0009111 \cdot \overline{AGR} + 1.009065$$

$$f_{\beta}(\overline{ZZP}) = -205.77 \cdot \overline{ZZP}^2 + 407.39 \cdot \overline{ZZP} - 200.65$$

$$f_{\beta}(\overline{n}) = 0.05211 \cdot \overline{n}^2 - 0.2328 \cdot \overline{n} + 1.128$$

$$f_{\beta}(\overline{\lambda_L}) = -0.05077 \cdot \overline{\lambda_L}^2 + 0.08342 \cdot \overline{\lambda_L} + 0.9592$$

$$f_{\beta}(\overline{LBK}) = -0.8311 \cdot \overline{LBK}^2 + 2.807 \cdot \overline{LBK} - 0.9925 \quad k_1 = 0.983 \quad k_2 = 1.326$$

Zündzeitpunkt 0:

$$f_{\overline{ZZP_0}}(\overline{\lambda}) = -0.1675 \cdot \overline{\lambda}^2 + 0.2627 \cdot \overline{\lambda} + 0.9075$$

$$f_{\overline{ZZP_0}}(\overline{AGR}) = -0.00000034 \cdot \overline{AGR}^2 - 0.0000897 \cdot \overline{AGR} + 0.9969$$

$$f_{\overline{ZZP_0}}(\overline{n}) = 0.002550 \cdot \overline{n}^2 - 0.01341 \cdot \overline{n} + 1.0169$$

$$f_{\overline{ZZP_0}}(\overline{\lambda_L}) = -0.01996 \cdot \overline{\lambda_L}^2 + 0.08219 \cdot \overline{\lambda_L} + 0.9354$$

$$f_{\overline{ZZP_0}}(\overline{LBK}) = -0.005993 \cdot \overline{LBK}^2 - 0.007233 \cdot \overline{LBK} + 1.0139 \quad k_1 = 1.001 \quad k_2 = 0.977$$

A.3.2. Schichtbetrieb

	λ	AGR	ZZP	n	λ_L	ESB	VB ₁	VD ₁	VD ₃	y _P	β
	-	%	°KW	U/min	-	°KW	°KW	°KW	°KW	-	-
Ref ²	1.68	0	338.0	2000	0.44	275	343.5	21.4	316.8	0.558	0.192
TP1	1.99	0	329.0	1000	0.62	275	332.0	44.7	166.9	0.544	0.189
TP5	1.70	0	336.0	2000	0.33	275	340.9	34.1	336.6	0.563	0.206
TP8	1.43	11	340.0	2000	0.51	261	345.5	43.8	276.7	0.569	0.201
TP16	1.52	0	326.0	3000	0.62	250	338.5	53.2	290.9	0.573	0.178

Tabelle A.2: Werte der Parameter des Referenzpunktes und von TP1, TP5, TP8, TP16

Verbrennungsbeginn 1:

$$\overline{VB_1} = f_{VB_1}(\bar{\lambda}) \cdot f_{VB_1}(\overline{x_{RG}}) \cdot f_{VB_1}(\overline{ZZP}) \cdot f_{VB_1}(\bar{n}) \cdot f_{VB_1}(\bar{\lambda}_L) \cdot f_{VB_1}(\overline{ESB})$$

$$f_{VB_1}(\bar{\lambda}) = -0.06324 \cdot \bar{\lambda}^2 + 0.1093 \cdot \bar{\lambda} + 0.9546$$

$$f_{VB_1}(\overline{AGR}) = -0.00005701 \cdot \overline{AGR} + 1.001089$$

$$f_{VB_1}(\overline{ZZP}) = 1.0319 \cdot \overline{ZZP} - 0.03304$$

$$f_{VB_1}(\bar{n}) = -0.02357 \cdot \bar{n}^2 + 0.05317 \cdot \bar{n} + 0.9706$$

$$f_{VB_1}(\bar{\lambda}_L) = -0.005069 \cdot \bar{\lambda}_L^2 + 0.1173 \cdot \bar{\lambda}_L + 0.9353$$

$$f_{VB_1}(\overline{ESB}) = -1.3067 \cdot \overline{ESB}^2 + 2.7448 \cdot \overline{ESB} - 0.4451$$

Verbrennungsdauer 1:

$$\overline{VD_1} = f_{VD_1}(\bar{\lambda}) \cdot f_{VD_1}(\overline{x_{RG}}) \cdot f_{VD_1}(\overline{ZZP}) \cdot f_{VD_1}(\bar{n}) \cdot f_{VD_1}(\bar{\lambda}_L) \cdot f_{VD_1}(\overline{ESB})$$

$$f_{VD_1}(\bar{\lambda}) = 1.2854 \cdot \bar{\lambda}^2 - 2.0397 \cdot \bar{\lambda} + 1.7837$$

$$f_{VD_1}(\overline{AGR}) = 0.001374 \cdot \overline{AGR} + 0.9913$$

$$f_{VD_1}(\overline{ZZP}) = 98.73 \cdot \overline{ZZP}^2 - 194.1 \cdot \overline{ZZP} + 96.51$$

$$f_{VD_1}(\bar{n}) = 0.7393 \cdot \bar{n}^2 - 1.647 \cdot \bar{n} + 1.938$$

$$f_{VD_1}(\bar{\lambda}_L) = 0.9335 \cdot \bar{\lambda}_L^2 - 2.1485 \cdot \bar{\lambda}_L + 2.193$$

$$f_{VD_1}(\overline{ESB}) = 29.39 \cdot \overline{ESB}^2 - 62.23 \cdot \overline{ESB} + 34.06$$

² Aus rechnerischen Gründen muss für den Referenzpunkt bei der Berechnung der Multiplikatoren der Wert $AGR_{Ref} = 0.1\%$ gesetzt werden

A. Anhang

Verbrennungsdauer 3:

$$\overline{VD_3} = f_{VD_3}(\bar{\lambda}) \cdot f_{VD_3}(\overline{x_{RG}}) \cdot f_{VD_3}(\overline{ZZP}) \cdot f_{VD_3}(\bar{n}) \cdot f_{VD_3}(\overline{\lambda_L}) \cdot f_{VD_3}(\overline{ESB})$$

$$f_{VD_3}(\bar{\lambda}) = 0.5192 \cdot \bar{\lambda}^2 - 1.333 \cdot \bar{\lambda} + 1.833$$

$$f_{VD_3}(\overline{AGR}) = -0.00000198 \cdot \overline{AGR}^2 + 0.0004299 \cdot \overline{AGR} + 0.9946$$

$$f_{VD_3}(\overline{ZZP}) = -52.73 \cdot \overline{ZZP}^2 + 104.37 \cdot \overline{ZZP} - 50.66$$

$$f_{VD_3}(\bar{n}) = -0.4424 \cdot \bar{n}^2 + 1.515 \cdot \bar{n} - 0.1022$$

$$f_{VD_3}(\overline{\lambda_L}) = 0.3057 \cdot \overline{\lambda_L}^2 - 0.8381 \cdot \overline{\lambda_L} + 1.592$$

$$f_{VD_3}(\overline{ESB}) = 2.304 \cdot \overline{ESB} - 1.320$$

Idealisierter Übergangspunkt:

$$\overline{y_P} = f_{y_P}(\bar{\lambda}) \cdot f_{y_P}(\overline{x_{RG}}) \cdot f_{y_P}(\overline{ZZP}) \cdot f_{y_P}(\bar{n}) \cdot f_{y_P}(\overline{\lambda_L}) \cdot f_{y_P}(\overline{ESB})$$

$$f_{y_P}(\bar{\lambda}) = 0.05334 \cdot \bar{\lambda}^2 - 0.1059 \cdot \bar{\lambda} + 1.0584$$

$$f_{y_P}(\overline{AGR}) = 0.00001309 \cdot \overline{AGR} + 1.0025$$

$$f_{y_P}(\overline{ZZP}) = -15.82 \cdot \overline{ZZP}^2 + 32.76 \cdot \overline{ZZP} - 15.93$$

$$f_{y_P}(\bar{n}) = 0.03016 \cdot \bar{n} + 0.9688$$

$$f_{y_P}(\overline{\lambda_L}) = -0.002455 \cdot \overline{\lambda_L} + 1.0020$$

$$f_{y_P}(\overline{ESB}) = 0.09033 \cdot \overline{ESB} + 0.9059$$

Skalierfaktor:

$$\bar{\beta} = f_{\beta}(\bar{\lambda}) \cdot f_{\beta}(\overline{x_{RG}}) \cdot f_{\beta}(\overline{ZZP}) \cdot f_{\beta}(\bar{n}) \cdot f_{\beta}(\overline{\lambda_L}) \cdot f_{\beta}(\overline{ESB})$$

$$f_{\beta}(\bar{\lambda}) = 0.4995 \cdot \bar{\lambda}^2 - 1.223 \cdot \bar{\lambda} + 1.720$$

$$f_{\beta}(\overline{AGR}) = -0.00000260 \cdot \overline{AGR}^2 + 0.0006796 \cdot \overline{AGR} + 0.9588$$

$$f_{\beta}(\overline{ZZP}) = -57.19 \cdot \overline{ZZP}^2 + 114.46 \cdot \overline{ZZP} - 56.24$$

$$f_{\beta}(\bar{n}) = -0.1255 \cdot \bar{n}^2 + 0.1424 \cdot \bar{n} + 0.9635$$

$$f_{\beta}(\overline{\lambda_L}) = 0.3972 \cdot \overline{\lambda_L}^2 - 0.9777 \cdot \overline{\lambda_L} + 1.586$$

$$f_{\beta}(\overline{ESB}) = -0.08601 \cdot \overline{ESB} + 1.1360$$

A. Anhang

Zündzeitpunkt 0:

$$f_{\overline{\text{ZP}_0}}(\bar{\lambda}) = -0.06176 \cdot \bar{\lambda}^2 + 0.1159 \cdot \bar{\lambda} + 0.9449$$

$$f_{\overline{\text{ZP}_0}}(\overline{\text{AGR}}) = -0.00000017 \cdot \overline{\text{AGR}}^2 - 0.00002324 \cdot \overline{\text{AGR}} + 1.0000377$$

$$f_{\overline{\text{ZP}_0}}(\bar{n}) = -0.04410 \cdot \bar{n}^2 + 0.07515 \cdot \bar{n} + 0.9697$$

$$f_{\overline{\text{ZP}_0}}(\bar{\lambda}_L) = -0.05315 \cdot \bar{\lambda}_L^2 + 0.121 \cdot \bar{\lambda}_L + 0.9344$$

$$f_{\overline{\text{ZP}_0}}(\overline{\text{ESB}}) = -2.5406 \cdot \overline{\text{ESB}}^2 + 5.1602 \cdot \overline{\text{ESB}} - 1.628$$

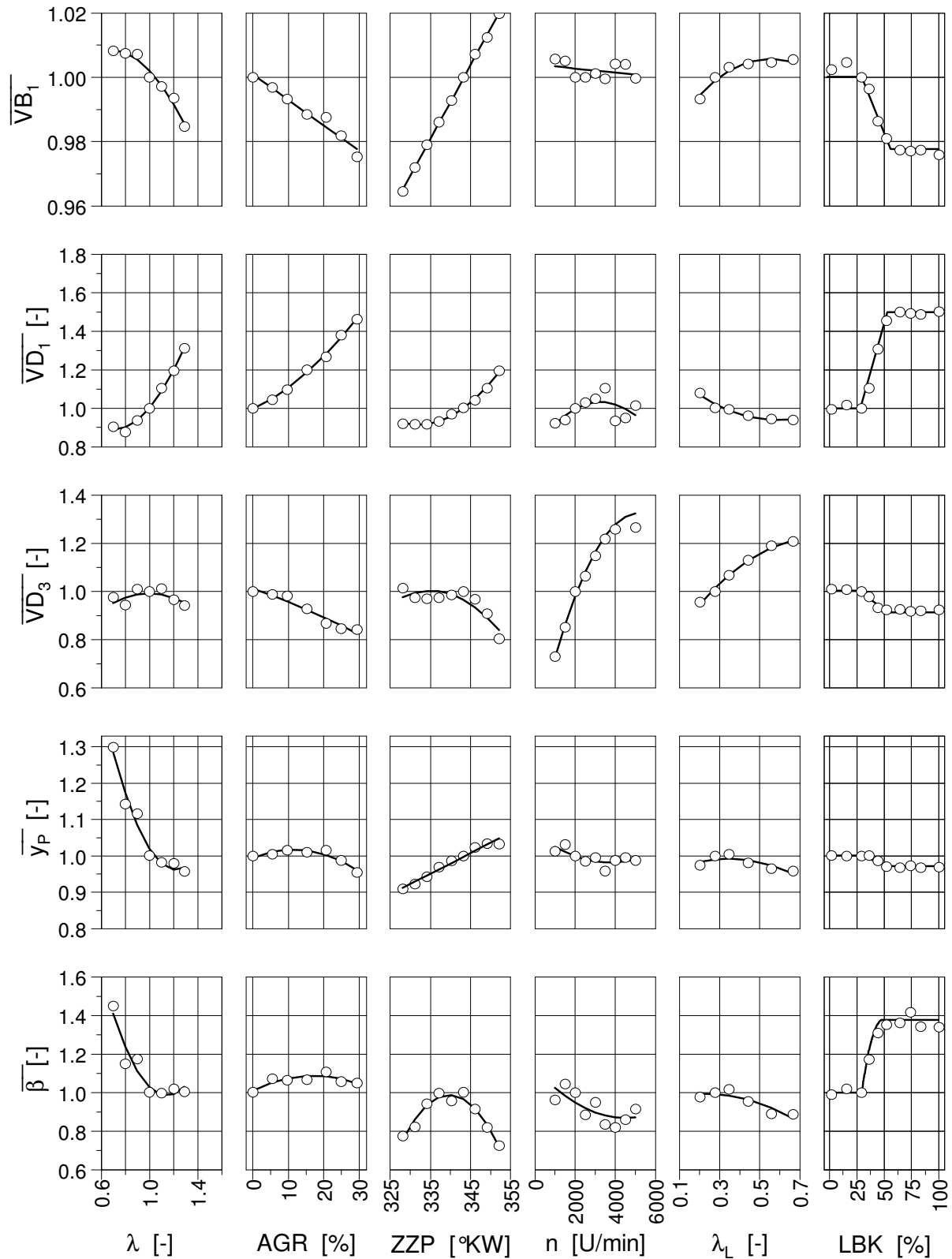


Abbildung A.6: Reale und approximierte Verläufe der Multiplikatoren für die EBV-Parameter im Homogenbetrieb

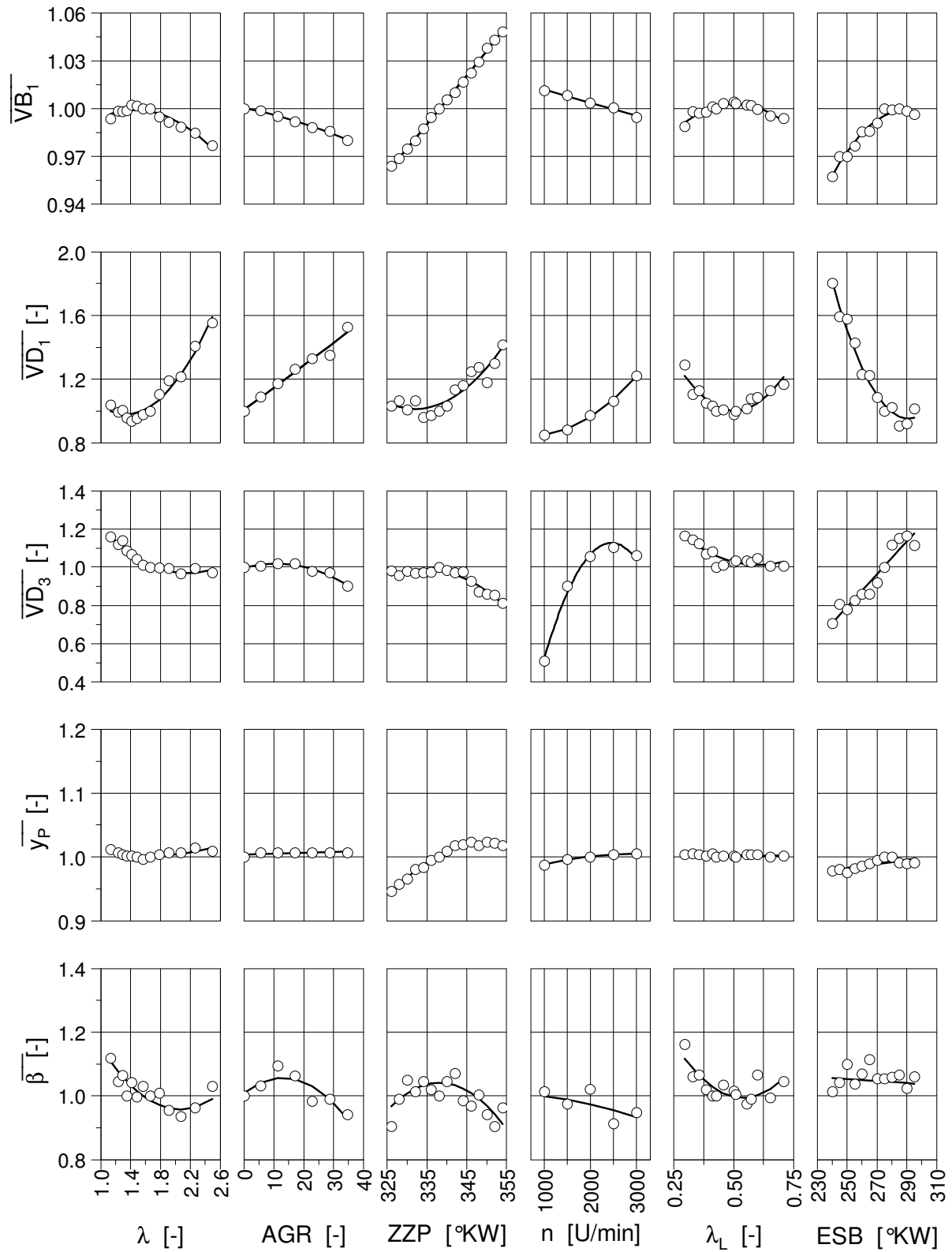


Abbildung A.7: Reale und approximierte Verläufe der Multiplikatoren für die EBV-Parameter im Schichtbetrieb

Lebenslauf

Persönliche Daten: Andrea Milocco
Geb.: 2.11.1977 in Genua, Italien

Eltern: Antonio Milocco
Virginia Sangiuolo

Familienstand: ledig

Schulbildung:

1983-1988	Scuola elementare L. Manfredi, Genua, Italien
1988-1991	Scuola media U. Vivaldi, Genua, Italien
1991-1996	Liceo scientifico G. D. Cassini, Genua, Italien
1996	Maturità (Abitur)

Studium:

1996-2000	Studium des Maschinenbaus an der Università degli Studi di Genova, Genua, Italien
2001-2001	Austauschstudent an der TU-Braunschweig, Fakultät für Maschinenbau, Fachgebiet Fahrzeugtechnik und Verbrennungsmotoren
2002	Abschluss Diploma di Laurea (Diplom)

Berufliche Tätigkeiten:

2002-2005	Doktorand bei Volkswagen Konzernforschung, Abteilung Ottomotoren Thermodynamik, Wolfsburg
2005-2006	Mitarbeiter der IAV GmbH, Abteilung Entwicklung Powertrain Mechatronik Ottomotoren, Gifhorn
2006-	Mitarbeiter der AUDI AG, Abteilung Sport- und Sondermotoren, Ingolstadt